NUMERO D'ORDRE :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

A. BRESKIN

Ingénieur I.N.S.T.N., Grenoble

ETUDE D'UN DETECTEUR POUR DES PARTICULES DE HAUTES ENERGIES : LA CHAMBRE A PROJECTION TRIDIMENSIONNELLE

SOUTENUE LE 6 JUILLET 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. J.-P. LONGEQUEUE	*Président*
R. BARJON	*Examinateurs*
G. CHARPAK	
P. DARRIULAT	

1973

NUMERO D'ORDRE :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

A. BRESKIN

Ingénieur I.N.S.T.N., Grenoble

ETUDE D'UN DETECTEUR POUR DES PARTICULES DE HAUTES ENERGIES : LA CHAMBRE A PROJECTION TRIDIMENSIONNELLE

SOUTENUE LE 6 JUILLET 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. J.-P. LONGEQUEUE *Président*

R. BARJON *Examinateurs*
G. CHARPAK
P. DARRIULAT

1973

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrométallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique Industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANO JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (ElE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Mle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

TABLE DES MATIERES

	page
INTRODUCTION	1
PREMIERE PARTIE - LE DEVELOPPEMENT DES CHAMBRES A ETINCELLES	3
1. QUELQUES RAPPELS SUR LA DECHARGE DANS LES GAZ, PROVOQUEE PAR LE PASSAGE D'UNE PARTICULE CHARGEE	3
1.1 L'avalanche	3
1.2 La décharge	5
1.3 Taille critique de l'avalanche	6
2. LES CHAMBRES A ETINCELLES	9
2.1 Historique	9
2.2 Les principes des chambres à étincelles visuelles	10
2.2.1 La chambre à étincelles ordinaire	11
2.2.2 La chambre à étincelles à large intervalle interélectrodes	11
2.2.3 La chambre à projection	12
2.2.4 La chambre à dards	13
2.3 Les gaz employés dans les chambres à étincelles	13
2.3.1 Mélanges des gaz nobles -- Effet Penning	14
2.3.2 Addition de vapeurs moléculaires	15
2.3.3 L'addition des gaz électro-négatifs	15
2.4 Circuit électronique de déclenchement d'une chambre à étincelles	16
2.5 Temps caractéristiques dans les chambres à étincelles	18
DEUXIEME PARTIE - LE DEVELOPPEMENT DES CHAMBRES A PROJECTION MULTI-INTERVALLES	23
1. LE PRINCIPE DE LA CHAMBRE A PROJECTION MULTI-INTERVALLES	23
1.1 Introduction	23
1.2 Le principe de la chambre à projection multi-intervalles	24
1.3 Etude du premier prototype d'une chambre à dix intervalles	26

page

2. ETUDE DES CHAMBRES AYANT DES ELECTRONS EN GRILLE METALLIQUE 35

2.1 Caractéristiques des chambres 35
2.2 Conditions opérationnelles 35
2.3 Performances des chambres 36
2.4 Discussion 36

3. UNE CHAMBRE A FILS A TRENTE-TROIS INTERVALLES 41

3.1 Caractéristiques de la chambre 41
3.2 Conditions opérationnelles 41
3.3 Performances de la chambre 42
3.4 Résolution spatiale 43

4. LA FORMATION DES TROUS LE LONG DES TRACES DANS LES CHAMBRES A PROJECTION MULTI-INTERVALLES 47

4.1 Explication du phénomène 47
4.2 Calcul de la distance de migration dans quelques gaz 48
4.3 Application numérique 50

4.3.1 Néon 50
4.3.2 Hélium 50
4.3.3 Argon 51

4.4 Détermination de l'angle de pénétration 51

5. LE SYSTEME PHOTOGRAPHIQUE 55

5.1 Le système télécentrique 55
5.2 Aberrations optiques d'un système télécentrique 56
5.3 Choix de la lentille 56
5.4 Profondeur de champ 57
5.5 Film employé 58

6. ETUDE DES PARAMETRES DES CHAMBRES A PROJECTION 63

6.1 Etude expérimentale 63

6.1.1 Essai en tension continue 63
6.1.2 Essai en tension pulsée 64

6.2 Résultats concernant la charge critique 64
6.3 Calcul des paramètres s, d, L 66
6.4 Discussion 66

page

7. NOUVELLE METHODE POUR LA DISTRIBUTION DE L'IMPULSION DE HAUTE TENSION 75

7.1 Le découplage capacitif 75

7.2 Caractéristiques de la chambre 76

7.3 Performances de la chambre 77

7.4 Etude de la résolution spatiale 77

8. PREMIERES TENTATIVES D'UNE CHAMBRE A PROJECTION DE DENSITE ELEVEE DE MATIERE 83

8.1 Etude du premier prototype : la chambre à plaque de verre 83

8.2 Etude du deuxième prototype : l'hodoscope à tubes de verre 84

8.3 Discussion 85

9. LA CHAMBRE A PROJECTION MULTI-INTERVALLES A FILS EPAIS 91

9.1 Etude du premier prototype 91

9.1.1 Caractéristiques de la chambre 91

9.1.2 Conditions opérationnelles 92

9.1.3 Conditions photographiques 92

9.2 Le prototype intermédiaire 93

9.2.1 Caractéristiques de la chambre et du circuit de déclenchement 93

9.2.2 Conditions opérationnelles et système optique 94

9.3 La chambre à cinquante-quatre intervalles 95

9.3.1 Caractéristiques de la chambre 95

9.3.2 Le système optique 96

9.3.3 Système électrique actuel -- Résultats obtenus 96

9.3.4 Modification du système électrique 97

9.4 Les paramètres des chambres à fils épais 98

9.4.1 Facteurs jouant un rôle pour le choix des paramètres 98

9.4.2 Quelques arrangements possibles des fils 100

9.5 Quelques remarques concernant l'utilisation possible de la chambre à fils épais dans les expériences neutrino aux hautes énergies 101

page

10. LE PARCOURS DANS LES CHAMBRES A PROJECTION MULTI-INTERVALLES 115

10.1 La méthode du calcul 115

10.2 Le parcours dans une chambre à fils mince 116

10.3 Le parcours dans une chambre à fils épais 116

10.3.1 Homogénéité de la chambre 117

10.3.2 Distribution du parcours 117

CONCLUSIONS 125

REFERENCES 128

ANNEXE 133

INTRODUCTION

Le développement de la physique des hautes énergies est largement dominé par deux facteurs : l'avènement de nouveaux accélérateurs et la mise en oeuvre de nouvelles techniques de détection.

Les détecteurs, dont le choix est en apparence très abondant, peuvent être divisés en deux groupes principaux : d'une part les détecteurs visuels où l'information concernant la localisation des particules est enregistrée sur film photographique; d'autre part les détecteurs automatiques, où l'information est extraite par des méthodes électroniques en évitant la photographie. Les détecteurs automatiques sont fréquemment employés du fait qu'ils permettent la mesure de dizaines de millions d'événements.

Par contre, lorsqu'il s'agit de mesurer plusieurs événements simultanés et de configuration complexe, les détecteurs visuels sont préférables.

On pourrait également diviser les détecteurs visuels en deux groupes : les détecteurs non déclenchés et les détecteurs déclenchés.

Parmi les détecteurs non déclenchés, on compte surtout les chambres à bulles, qui offrent une excellente qualité de traces et la meilleure résolution spatiale; par contre, comme elles ne sont pas déclenchées par des détecteurs auxiliaires, l'analyse des films est longue et la fraction d'événements intéressants est faible.

Parmi les détecteurs visuels déclenchés, on utilise surtout des chambres à étincelles multi-plaques et des chambres à dards. Les premières offrent des traces discontinues, ce qui affecte la résolution spatiale; les autres offrent des traces de bonne qualité, mais de faible luminosité, et cela au prix d'une technique assez compliquée en raison de la nécessité d'avoir des impulsions très courtes, de très haute tension.

Nous allons présenter dans ce travail un nouveau type de détecteur visuel déclenché : la chambre à projection multi-intervalles, développée au cours de ces deux dernières années.

Selon la manière dont il est fait, ce détecteur peut être un instrument très flexible, du fait que la densité de matière peut être choisie dans une très large gamme allant de quelques mg/cm^3 à quelques g/cm^3.

Ayant une faible densité de matière, cette chambre est souvent compétitive avec les chambres à étincelles existantes, et même avec la chambre à dards du fait de son isotropie, de sa résolution spatiale, et de la bonne qualité des traces composées d'étincelles plus lumineuses que celles de la chambre à dards, combinées avec une grande simplicité du circuit de déclenchement. Sous sa forme

de densité élevée où elle constitue également une cible, elle peut être dans certains cas comparable avec certaines chambres à bulles, offrant une densité similaire à celle des chambres à bulles à liquides lourds; elle pourra peut-être devenir un détecteur efficace et maniable pour l'étude des particules neutres dans le domaine des très hautes énergies.

Dans notre travail, nous présentons le développement de ce type de chambre, dont les premiers résultats obtenus nous ont paru encourageants.

PREMIERE PARTIE

LE DEVELOPPEMENT DES CHAMBRES A ETINCELLES

1. QUELQUES RAPPELS SUR LA DECHARGE DANS LES GAZ, PROVOQUEE PAR LE PASSAGE D'UNE PARTICULE CHARGEE

Une particule chargée traversant un gaz entre deux électrodes perd une partie de son énergie par collision avec les électrons des atomes ou des molécules du gaz. Cette énergie perdue est dissipée en excitation ou en ionisation des atomes ou molécules, et la particule laisse sur son passage des électrons et des ions plus lourds. Les électrons sont attirés vers l'anode sous l'influence d'un champ électrique dû au potentiel appliqué entre les électrodes; des avalanches sont créées et peuvent se développer jusqu'à l'apparition d'une étincelle.

1.1 L'avalanche

Dans le processus de migration vers l'anode lors de l'application du champ électrique, les électrons subissent des chocs élastiques et inélastiques avec les atomes et les molécules du gaz.

Supposons que, par l'effet d'un champ électrique suffisamment intense, les électrons gagnent assez d'énergie pour être capables d'ioniser à leur tour les atomes ou les molécules du gaz. Un électron accéléré vers l'anode produit alors de nouvelles paires électron-ion; les électrons secondaires ainsi formés produiront eux-mêmes de nouvelles paires; il en résultera l'apparition d'une avalanche d'électrons et d'ions positifs.

La vitesse de migration des électrons (quelques 10^{-6} cm/sec) étant environ 100 fois supérieure à celle des ions, il se forme une concentration d'électrons à la tête de l'avalanche.

L'accroissement du nombre de porteurs de charge dans l'avalanche est exprimé par la loi de Townsend :

$$n = e^{\alpha x} ,$$

où

n : nombre de porteurs de charge dans l'avalanche,

α : coefficient de multiplication de Townsend [correspondant au nombre d'ionisations par unité de longueur le long du champ électrique pour un électron (le libre parcours moyen pour l'ionisation sera donc $1/\alpha$)],

x : longueur de l'avalanche, donnée en fonction du temps par la relation $x = v_- t = \mu_- E t$, où v_- est la vitesse de migration des électrons (qui est sensiblement la même que la vitesse de l'avalanche), μ_- est la mobilité des électrons et E est le champ électrique appliqué.

Pour qu'une avalanche puisse avoir lieu, les électrons doivent gagner une énergie $eE\ell$, supérieure au potentiel minimum d'ionisation U_{ion} du gaz considéré [tableau 1[1)]], et qu'on peut définir comme :

$$eE\ell = e \frac{E}{p} \ell_0 \geq U_{ion} ,$$

ℓ étant la distance entre deux collisions et p la pression du gaz.

Tableau 1

Valeurs du potentiel minimum d'ionisation U_{ion} pour quelques gaz

Molécule	U_{ion} (eV)
H	13,5
He	24,5
Ne	21,5
Ar	15,7
Kr	14
Xe	12,1
H_2	15,4
O_2	12,2
CO_2	13,7
H_2O	12,6

On remarque que α dépend de E/p; les courbes de cette dépendance dans quelques gaz utilisés dans des chambres à étincelles sont représentées dans la figure 1 [2,3)].

Quelques valeurs typiques de α, pour des conditions normales de fonctionnement des chambres à étincelles (p = 760 Torr, E = 10 kV/cm) sont données dans le tableau 2.

Tableau 2

Quelques valeurs typiques de α

Gaz	α (cm^{-1})
He	60
Ne	70
Ar	10

Les valeurs du potentiel d'ionisation données dans le tableau 1 sont des valeurs de seuil, à partir desquelles l'ionisation se produit avec une certaine probabilité[4,5].

1.2 La décharge

Lorsqu'on applique une impulsion de haute tension entre les électrodes, on va observer la décharge à partir d'un certain seuil. Un brillant filament de plasma apparaît, dont la résistance ne dépasse pas quelques ohms.

Le mécanisme de la décharge dans les chambres à étincelles est le suivant : au cours de la formation de l'avalanche, les charges négatives et positives se séparent à cause de leurs vitesses de migration très différentes. Une charge d'espace est formée par les électrons et les ions positifs, créant un champ de charge d'espace $\vec{E}_r$, opposé au champ électrique extérieur (fig. 2).

Ce champ réduit le champ extérieur entre les deux "nuages", positif et négatif; par contre, le champ électrique est renforcé devant et derrière la tête de l'avalanche (fig. 2). Le nombre de porteurs de charge dans l'avalanche croît selon la loi de Townsend ($n = e^{\alpha x}$) dans la première étape de l'avalanche, mais lorsqu'un nombre de 10^6 à 10^8 électrons est atteint, l'ionisation est réduite à cause de la formation de la charge d'espace; pour $n > 10^8$, la formation de l'avalanche se transforme en une formation de dards *(streamers)*, phénomène qui est dix fois plus rapide (le temps de formation de l'avalanche est d'environ 10^{-7} sec et celui du streamer de 10^{-8} sec).

Comme il a déjà été mentionné, le champ électrique croît à la tête de l'avalanche et l'avalanche se propage à une vitesse plus grande vers l'anode; en outre, des électrons sont formés par photo-ionisation à la tête de l'avalanche et forment à leur tour des avalanches secondaires.

Le même phénomène se produit à la queue de l'avalanche, où le champ est aussi augmenté par la charge d'espace; deux dards sont ainsi formés, l'un positif et l'autre négatif, se propageant respectivement vers la cathode et vers l'anode. Lorsqu'ils atteignent les électrodes, un canal de plasma de haute conductivité se forme et une étincelle entre les deux électrodes apparaît.

Les étapes de la décharge sont présentées par la figure 3 sur laquelle

a : un électron est produit par la particule ionisante;
b : l'avalanche se forme;
c : formation de la charge d'espace;
d : la photo-ionisation produit des avalanches secondaires;

e : les avalanches secondaires grandissent avec l'avalanche primaire, et les deux streamers commencent à se former, séparés au centre par l'absence de champ;

f : les streamers grandissent en direction des électrodes;

g : un canal de plasma qui relie les deux électrodes se forme.

Ces différentes étapes de la décharge ont été photographiées par von Thol1[6] dans un mélange azote-méthane et ont été ensuite étudiées très en détail dans les chambres à dards dont nous parlerons plus loin.

1.3 Taille critique de l'avalanche

La taille de l'avalanche est surtout gouvernée par le phénomène de la diffusion des électrons. Les électrons diffusent perpendiculairement à la direction du champ électrique (fig. 4) et le rayon de l'avalanche dans ce déplacement radial peut être déterminé par la relation :

$$r = (4Dt)^{1/2} ,$$

D étant la constante de diffusion dépendant du gaz; les valeurs de cette constante pour certains gaz des chambres à étincelles ont été données ailleurs[7]. Le rayon moyen de l'avalanche r_L est donné par la relation suivante[8] :

$$r_L = x \frac{4\bar{u}}{V} ,$$

où $\bar{u}$ est l'énergie moyenne des électrons et V le potentiel appliqué sur un intervalle x. r_L a été mesuré dans certains gaz par Wagner[9] et Raether[10]. Dans le cas critique où $n = 10^8$ electrons, on pourra adopter la valeur suivante, qui est valable dans la plupart des gaz de chambres à étincelles :

$$r_L \cong 0{,}5 \text{ mm} .$$

Quant à la longueur critique de l'avalanche atteinte pour une amplification de $n = e^{\alpha x} \cong 10^8$, nous aurons la relation critique :

$$\alpha x_{critique} \cong 20 .$$

La théorie complète sur la décharge dans les gaz peut être trouvée dans la littérature[2,8,11-16].

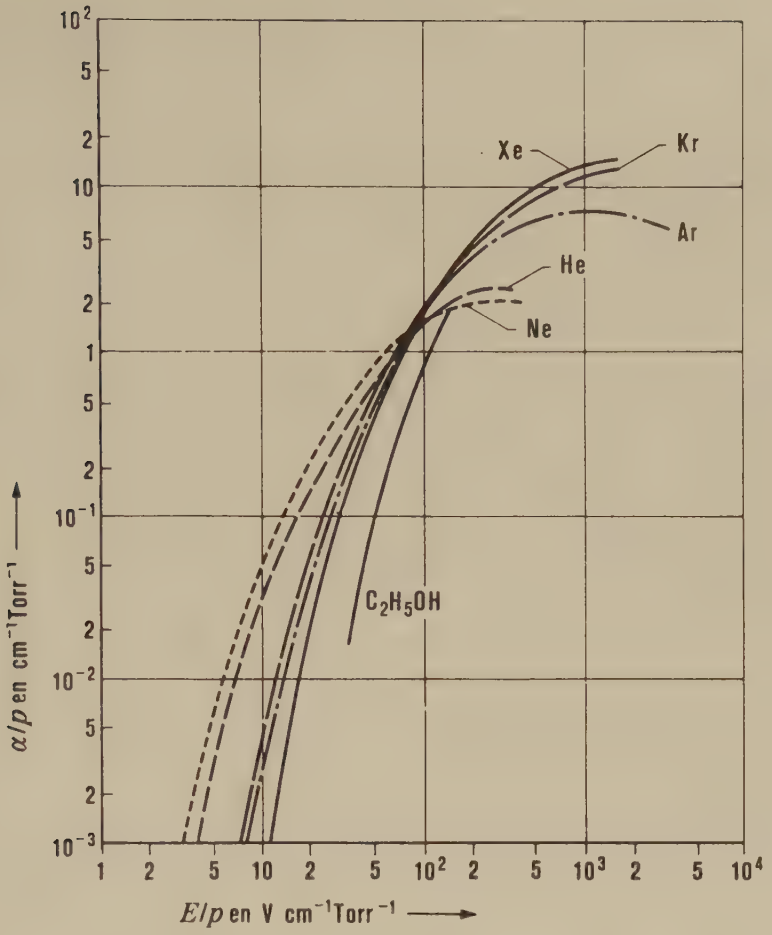


Fig. 1 Le coefficient de Townsend en fonction de E/p pour quelques gaz nobles et pour l'alcool.

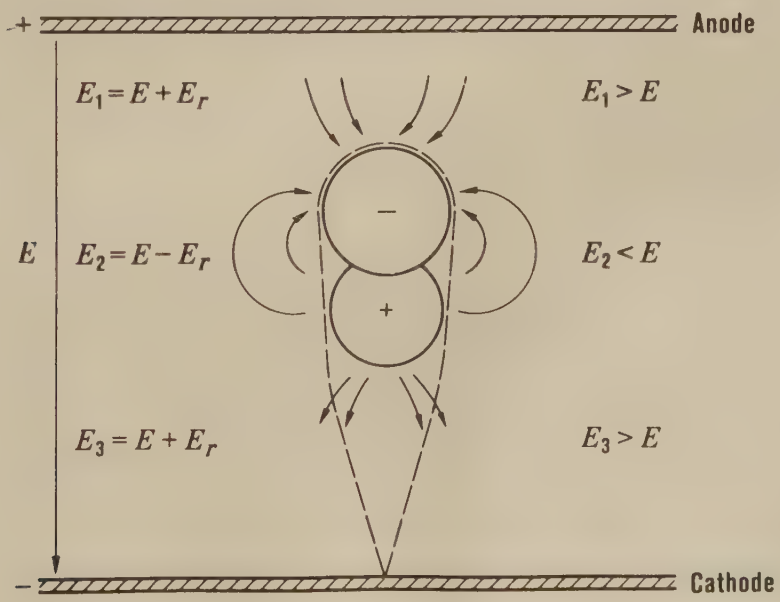


Fig. 2 Formation du champ de charge d'espace dans une avalanche

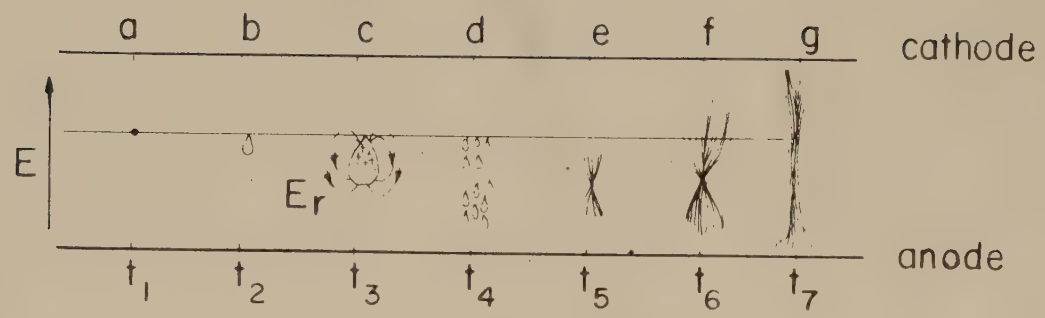


Fig. 3 Les différentes étapes de la décharge

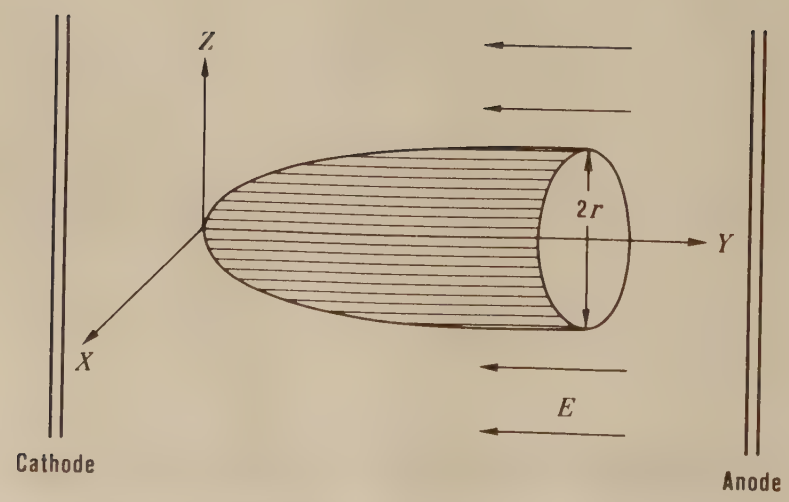


Fig. 4 La diffusion des électrons sous l'influence d'un champ électrique

2. LES CHAMBRES A ETINCELLES

2.1 Historique

Depuis sa découverte, la chambre à étincelles a subi un grand nombre de développements et a trouvé beaucoup d'applications en physique nucléaire : physique des hautes énergies, étude des rayons cosmiques, recherche spatiale, et aussi recherche médicale. Dans ce dernier cas les applications ont été limitées par le caractère non continu de la sensibilité des chambres.

Avec le développement des grands accélérateurs, la chambre à étincelles est devenue un détecteur indispensable à côté des chambres à bulles, et une grande partie des résultats des expériences en physique des hautes énergies lui sont dus.

Le fait qu'une étincelle est formée à l'endroit du passage d'une particule ionisante à été découvert par Keuffel[17] en 1949, lors de l'étude d'un compteur à faces parallèles; il en a déduit que la formation de l'étincelle pourrait servir à la localisation d'une particule.

Le premier travail concernant les chambres à étincelles, étudiées en tant que détecteurs de traces de particules, a été présenté comme travail de thèse par Henning en 1955[18]. Cranshaw et de Beer ont été les premiers à utiliser, en 1957, une chambre à étincelles déclenchée : remplie d'air, elle servait à l'étude des rayons cosmiques[19]. En cette même année Charpak[20] découvrait qu'en appliquant des impulsions très brèves de haute tension sur une chambre ayant un large intervalle interélectrodes, l'étincelle formée suivait la direction des traces inclinées.

Le premier spectromètre formé de chambres à étincelles a été construit en 1959 par Alkoffer[21] et a servi à l'étude des rayons cosmiques.

Fukui et Myamoto ont fait le premier pas vers la découverte de la chambre à projection en 1959[22]. Leur chambre, dans laquelle on observait la projection des étincelles de la trace au travers d'électrodes transparentes, fut la première montrant plusieurs traces simultanées de particules. Leur travail a joué un rôle historique décisif dans la prise de conscience de l'importance de la technique des chambres à étincelles en physique des hautes énergies, en particulier à la suite de l'étude de Cork et Cronin, qui ont été beaucoup inspirés du travail de Fukui et Myamoto.

La chambre à dards *(streamer chamber)* a été construite dès 1963; les pionniers dans ce domaine furent : Chikovani[23], Dolgoshein et al.[24] et Schneider[25,26]; contrairement à la chambre à projection, qui ne permettait d'avoir les paramètres de la trace qu'en deux dimensions spatiales, la chambre à

dards avait l'avantage de donner les trois dimensions de la trace, mais ceci au prix d'une complication de la technique de formation de l'impulsion de haute tension.

Un autre type de chambre, la chambre à décharge à "micro-ondes", a été proposé par Lederman et al.[27] en 1961. Un champ électrique variable de haute fréquence, appliqué entre les deux électrodes de la chambre, rendait visible la trace d'une particule ionisante. Il semble toutefois que son utilisation ne présente aucun intérêt pratique.

Le développement des techniques de chambres à étincelles avançait rapidement, et ce type de détecteur s'est trouvé être très utile pour les expériences autour des accélérateurs.

Parmi les diverses techniques des chambres à étincelles automatiques[28] qui ont été mises au point, citons les chambres suivantes : les chambres à étincelles à lecture par tores[29] ou par fils magnétostrictifs[30], les chambres à division de courant[31], les chambres où la lecture s'effectue par un système de télévision[32] (Vidicon, Plumbicon, etc.) et la chambre proportionnelle multifils[33].

A chaque fois que la chambre à étincelles est utilisée pour localiser un nombre réduit de trajectoires simultanées, les chambres automatiques sont préférables; elles permettent la mesure de dizaines de millions d'événements alors qu'un million de photographies est déjà un nombre très imposant pour une expérience. Mais dès qu'il s'agit d'une configuration complexe à analyser, ou d'une recherche de particules nouvelles, les chambres utilisant la photographie sont préférables en raison de l'abondance des données qu'elles fournissent.

De nouvelles machines automatiques de dépouillement de films ont été et sont constamment développées (IEP, Spiral Reader, Erasme, FSD, HPD, etc.)[34-36]; elles permettent d'accélérer beaucoup les mesures des photographies.

De nombreux articles de revue sont consacrés au développement des chambres à étincelles[1,37-45].

2.2 Les principes des chambres à étincelles visuelles

Du fait que ce travail est l'étude d'une chambre à étincelles visuelle, nous allons nous limiter ici à rappeler les modes de fonctionnement des principales chambres faisant partie de cette famille :

i) la chambre à étincelles ordinaire,
ii) la chambre à étincelles à large intervalle interélectrodes,
iii) la chambre à projection,
iv) la chambre à dards.

2.2.1 La chambre à étincelles ordinaire

C'est celle qui a été le plus souvent décrite et nous nous contenterons de mentionner brièvement ses propriétés.

Dans sa configuration la plus simple, une chambre à étincelles est constituée par un système de deux électrodes parallèles montées dans une enceinte étanche dans laquelle on fait circuler du gaz. Sur l'une des électrodes, on applique une impulsion de haute tension, l'autre électrode étant à la masse. En général, l'impulsion de haute tension est appliquée seulement après qu'on a choisi un événement intéressant à l'aide d'un système de détecteurs auxiliaires. Lorsqu'on applique l'impulsion de haute tension, une étincelle apparaît à l'endroit de passage de la particule. Cette étincelle est, en général, perpendiculaire aux électrodes, et la trace se trouve matérialisée du fait qu'on utilise un grand nombre de ces chambres en série, constituant ainsi un détecteur; dans la figure 5 nous montrons un tel assemblage de chambres et l'unité de déclenchement. La tension de balayage (une centaine de volts) est appliquée constamment sur les électrodes de haute tension pour collecter les charges qui restent dans le volume de la chambre entre deux impulsions de haute tension; ces charges sont dues aux particules traversant la chambre et n'ayant pas répondu aux conditions du circuit logique du déclenchement. La figure 6 montre un événement dans le système des chambres à étincelles remplissant l'aimant Oméga au CERN. L'événement a été enregistré par un système de télévision "Plumbicon" et reconstitué par la suite par un ordinateur.

2.2.2 La chambre à étincelles à large intervalle interélectrodes

Dans ce type de chambres[20], en appliquant des impulsions très brèves de haute tension [$RC < 10^{-7}$ sec], on arrive à des situations où l'étincelle développée entre les électrodes suit la trajectoire de la particule [fig. 7 [46]]. Le mécanisme de ce genre de décharges peut être expliqué de la façon suivante : lorsque les avalanches se forment à partir des ionisations primaires le long de la trajectoire, il arrive que les électrons à la tête d'une avalanche s'approchent du nuage des ions positifs laissé à l'arrière d'une avalanche voisine (fig. 8). Par l'effet de la charge d'espace entre les deux "nuages" (positif et négatif), un champ électrique $\vec{E}'$ est formé entre ceux-ci. A partir du moment où le champ $\vec{E}'$ est égal au champ électrique extérieur $\vec{E}$, les avalanches se développeront dans la direction de la trace et non plus dans celle du champ extérieur. Un canal de plasma se forme donc le long de la trajectoire, et ceci aboutit à une étincelle dans la même direction.

Une condition essentielle pour un tel processus est un temps de montée très court des impulsions de haute tension. Pendant le temps de montée, les électrons sont en effet repoussés de la cathode; un grand intervalle apparaît entre celle-ci et le premier électron si ce temps de montée est trop long. Dans un tel cas, une distorsion peut se former au voisinage de la cathode où la décharge ne pourra plus suivre la trajectoire.

Des chambres à très larges intervalles interélectrodes (jusqu'à 40 cm) ont été construites, et les essais ont montré que les étincelles arrivent à suivre la trajectoire jusqu'aux angles de 45°. Une analyse détaillée concernant ce type de chambres est donnée par ailleurs[47].

2.2.3 La chambre à projection

Le mode de fonctionnement de ce type de chambres, découvert en 1959 par Fukui et Myamoto[22], est montré par la figure 9. La chambre est constituée par deux (ou plusieurs dans cette étude) électrodes transparentes (en verre ayant une couche conductive, grille métallique, fils métalliques minces, etc.) entre lesquelles passent les particules, dans une direction plus ou moins parallèle aux électrodes.

Lors de l'application d'une impulsion de haute tension de 10 kV/cm environ et de largeur 10^{-7} à 10^{-5} sec, on obtient des étincelles entre les électrodes le long du passage de la particule ionisante.

Le mécanisme de la décharge suit les étapes a à g de la figure 3. On photographie la projection des étincelles dans une direction perpendiculaire aux électrodes, contrairement au cas des chambres à étincelles ordinaires, où la photographie se fait dans une direction parallèle aux électrodes.

Les traces sont alors constituées par une série de points (comme dans les chambres à bulles). La densité d'étincelles de la trace dépend de l'ionisation primaire, donc du gaz de remplissage, et des conditions de température et de pression. Avec l'hénogal (70% Ne + 30% He) nous sommes arrivés à 3-5 étincelles/cm aux conditions normales de température et de pression (C.N.T.P.).

La figure 10 représente une trace d'un proton de 300 MeV dans une chambre ayant un intervalle interélectrodes de 0,7 cm. Le gaz de remplissage est l'hénogal avec 1% de méthylal $[(OCH_3)_2CH_2]$. La longueur de la trace est de 20 cm. D'autres détails concernant ce type de chambre, seront donnés par la suite.

2.2.4 La chambre à dards

Dans une telle chambre, comme dans la chambre à projection, la particule passe parallèlement aux électrodes transparentes dont l'intervalle varie, en général, entre 10 et 25 cm. La photographie est également faite sous une direction perpendiculaire aux électrodes (fig. 11). En appliquant sur la chambre des impulsions de très haute tension (quelques centaines de kV) et de très courte durée (5 à 50 nsec), on obtient, sur le parcours de la particule, des dards dont la longueur dépend de la nature du gaz et de la longueur des impulsions, et varie entre 5 et 20 mm en général. Par ce mode de fonctionnement, on peut obtenir par une photographie stéréoscopique la trace d'une particule dans les trois dimensions de l'espace; ceci au prix d'une très faible luminosité des étincelles (ce qui implique parfois la nécessité d'employer des amplificateurs de lumière) ainsi que d'une très grande complexité du système de déclenchement. Le mécanisme de la décharge suit les étapes a à e (ou f) de la figure 3; on n'arrive donc pas à l'étape de la formation de l'étincelle.

La figure 12 [48] montre un exemple de traces dans une chambre à dards ayant un intervalle interélectrodes de 20 cm. Le gaz de remplissage est un mélange d'hélium et de néon, et une impulsion de haute tension de 400 kV est appliquée entre les électrodes. La longueur des dards est de 2 cm.

De nombreuses études ont été faites sur ce type de chambres[24,49-50]. Dernièrement, une équipe du CERN[51] a même réussi à produire des dards dans l'hydrogène.

2.3 Les gaz employés dans les chambres à étincelles

La plupart des propriétés des chambres à étincelles, comme le potentiel de claquage, le temps de formation de l'étincelle, l'efficacité, la résolution spatiale, l'intensité lumineuse des étincelles, etc., dépendent du type du gaz de remplissage.

Les gaz utilisés dans les chambres à étincelles sont des gaz nobles ou plutôt des mélanges de ceux-ci auxquels on additionne généralement des vapeurs moléculaires dans le but d'améliorer certaines propriétés.

Le tableau 3 donne un aperçu des gaz généralement employés.

Tableau 3

Principaux gaz de remplissage

Gaz nobles purs	He, Ne, Ar, Xe, Kr
Mélanges de gaz purs	He + Ar, Ar + Xe, He + Ne, Ne + Ar
Mélanges particuliers	Hénogal (70% Ne + 30% He); nélium (90% Ne + 10% He)
Vapeurs moléculaires	Alcool, méthylal $[(OCH_3)_2CH_2]$, méthane, isobutane, CO_2, N_2, O_2, I_2, CCl_4, SO_2, SF_6, CF_3Br, etc.

2.3.1 Mélanges des gaz nobles -- Effet Penning

On emploie souvent dans les chambres à étincelles des mélanges de gaz nobles, profitant ainsi de l'effet Penning, qui consiste en une réduction du champ électrique nécessaire pour ioniser un gaz grâce à l'ionisation de ses atomes par des atomes excités de l'autre gaz.

Lorsqu'un atome subit des chocs inélastiques, il change son état, passant, selon l'énergie de la collision, à un état excité ou ionisé. Certains niveaux d'énergie de l'atome sont excités; quelques uns se désexcitent rapidement (environ 10^{-8} sec), en général par émission de photons; mais il en existe qui, selon les lois de la mécanique quantique, ne peuvent pas subir de telles transitions : ce sont les états métastables.

Les états métastables ont une durée de vie beaucoup plus longue que celle des états excités (10^{-4} sec à quelques sec), ceci parce qu'ils ne peuvent retourner à leur état initial que par des collisions secondaires avec les atomes ou les molécules du gaz. Ces états métastables sont donc capables d'ioniser à leur tour des atomes du gaz ayant un potentiel d'ionisation inférieur à leur niveau d'énergie, contribuant ainsi au mécanisme d'ionisation. On profite de l'effet Penning en utilisant des mélanges gazeux comme ceux cités au tableau 3.

La réaction, dans le cas du mélange néon-argon par exemple, est la suivante :

$$Ne^* + Ar \rightarrow Ne + Ar^+ + e \ .$$

Le néon possède un état métastable ($^3P_2$) dont le niveau d'énergie est de 16,53 eV. Le potentiel d'ionisation de l'argon étant de 15,76 eV, on remarque donc que les états métastables du néon sont capables d'ioniser les atomes d'argon. Les sections efficaces pour ce processus sont[52] :

$$\sigma(Ne^*Ar) = 2{,}6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \ ,$$

$$\sigma(He^*Ar) = 7{,}6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \ .$$

L'effet Penning est également efficace dans le cas des mélanges entre des gaz nobles et des vapeurs moléculaires; celles-ci ont en général un potentiel d'ionisation assez bas (10 à 15 eV), tandis que les états métastables varient entre 16 et 20 eV.

Des mélanges avec de l'iode (I_2) ont été trouvés très efficaces[53], mais ne sont pas en général utilisés, car l'iode est très corrosif et toxique.

2.3.2 Addition de vapeurs moléculaires

Les énergies d'excitation des gaz moléculaires pour les bas niveaux vibratoires et rotationnels sont en dessous des niveaux d'excitation et des potentiels d'ionisation des gaz mono-atomiques. De ce fait, pendant le processus de migration (qui a lieu durant la montée des impulsions de haute tension), le nombre de collisions inélastiques est supérieur à celui qu'on trouve dans les gaz mono-atomiques. Ceci conduit à une énergie moyenne des électrons beaucoup plus basse et à une vitesse de migration beaucoup plus grande.

Comme la probabilité d'ionisation croît avec l'énergie des électrons, un plus faible nombre d'ionisations aura lieu dans un mélange contenant des vapeurs moléculaires. Le coefficient de Townsend est réduit et des champs électriques plus élevés sont nécessaires pour atteindre l'avalanche critique.

L'addition de vapeurs moléculaires n'a pas seulement comme effet de réduire le nombre d'ionisations, mais également de modifier les propriétés des étincelles.

L'alcool et le méthylal, par exemple, ont la propriété d'absorber les photons et de servir par là d'agent "auto-coupeur" *(quenching agent)*. De ce fait, la photo-ionisation est réduite, ce qui réduit le diamètre des étincelles, car une grande partie des photons autour des avalanches est absorbée, et réduit surtout le nombre d'étincelles parasites créées par effet photo-électrique sur les électrodes.

2.3.3 L'addition de gaz électro-négatifs

L'addition de gaz électro-négatifs aux mélanges gazeux des chambres à étincelles a comme effet principal de réduire le temps de la mémoire. Le temps de mémoire étant le temps durant lequel la chambre reste assez sensible pour produire une étincelle après le passage d'une particule ionisante, il est très important de pouvoir le contrôler.

Dans certains cas, il est indispensable d'avoir un temps de mémoire très court : par exemple, lorsqu'on travaille dans un faisceau très intense et qu'on veut éviter d'enregistrer dans la chambre de "vieux" événements.

L'effet des gaz électro-négatifs (dont le plus utilisé est le SF_6) ayant une forte section efficace d'attachement, est de capturer les électrons produits dans la chambre dans une période de temps dépendant de la concentration du gaz électronégatif.

2.4 Circuit électronique de déclenchement d'une chambre à étincelles

Le circuit électronique de déclenchement de chambres à étincelles est plus ou moins commun à toutes les chambres. Un tel circuit est représenté schématiquement par la figure 13.

La capacité de stockage C_1 est chargée à la valeur V_0 par une alimentation de haute tension à courant continu, à travers une résistance de charge R_1 et une résistance de terminaison R_2; la constante de temps de charge est $\tau_1 = C_1(R_1 + R_2)$.

La valve S (un éclateur, thyratron, trigatron, etc.) se ferme par un signal de déclenchement lors de l'enregistrement d'un événement intéressant. La charge stockée en C_1 est distribuée à travers C_1 et C_2 (qui est la capacité propre de la chambre), et une impulsion de haute tension ayant une forme exponentielle apparaît entre les électrodes de la chambre; sa valeur de crête est de :

$$V = V_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2} .$$

Le comportement de l'impulsion en fonction du temps a déjà été calculé en détail[54,55]. La largeur de l'impulsion est déterminée par la résistance de terminaison R_2, telle que :

$$\tau_2 = R_2(C_1 + C_2) .$$

Selon le type de chambre, la constante de temps de la décharge τ_2 varie entre quelques nanosecondes (chambre à dards) et quelques microsecondes (chambre à étincelles).

Le courant maximum de l'alimentation de haute tension limite le taux de déclenchement : fixant la résistance de charge R_1, il affecte directement la valeur de la constante de charge τ_1 et par conséquent le taux de répétition.

En général, des temps de montée des impulsions très courts sont demandés pour assurer, entre autres, une bonne résolution spatiale; ceci implique des courants de valeurs élevées.

Par exemple, pour charger une chambre ayant une capacité de 1000 pF, en 10 nsec, à la valeur de 10 kV, un courant de 1000 A doit être appliqué pendant une courte période de temps; ceci implique un choix minutieux des valves.

Dans le cas où l'on doit déclencher un système de chambres à plusieurs électrodes, comme c'est le cas pour les chambres à projection multi-intervalles, le circuit de déclenchement doit être soigneusement conçu en fonction de divers paramètres tels que la capacité totale de la chambre, le temps de montée voulu, etc.

Lorsqu'une seule capacité de stockage C_1 alimente plusieurs électrodes, des résistances de découplage doivent être placées en série avec celles-ci; elles doivent assurer un bon découplage entre les électrodes, mais en même temps être de faible valeur (quelques ohms) pour ne pas trop affecter le temps de montée des impulsions. Un meilleur découplage peut être réalisé en utilisant une capacité de stockage par électrode.

Comme les valves de déclenchement sont limitées en courant, et pour assurer des temps de montée assez courts, une série de valves est souvent nécessaire; dans un tel cas on déclenche une valve centrale qui à son tour déclenche les valves secondaires.

Un tel arrangement pour un ensemble de 224 chambres à étincelles a été décrit[56].

Les deux valves les plus courantes sont l'éclateur *(spark gap)* et le thyratron. Vu ses caractéristiques et sa simplicité, l'éclateur est la valve la plus employée pour le déclenchement des chambres à étincelles; ses principaux avantages sont le court délai ($\sim$ 10 nsec) entre le moment de la décision et le déclenchement, ainsi que sa faible résistance interne ($\sim$ 1 Ω), permettant le transfert de courants très importants (jusqu'à 100 kA) assurant ainsi des temps de montée rapides des impulsions de haute tension. Les éclateurs ordinaires permettent d'atteindre en général quelques dizaines de kilovolts; lorsque des impulsions de tension plus élevée sont nécessaires (comme dans les chambres à dards : 100 à 500 kV), on emploie des générateurs de Marx[57,58] qui sont constitués par des ensembles d'éclateurs en parallèle et en série.

Le thyratron est également employé dans certaines chambres à étincelles bien qu'il présente des défauts considérables, comme celui du transfert de courant assez limité (1000 à 5000 A), ce qui affecte le temps de montée dans le cas des chambres ayant de grandes dimensions. Ces dernières années, de très bons thyratrons en céramique sont apparus sur le marché*); des unités de déclenchement ont d'autre part été mises au point[59], assurant des délais de l'ordre de 25 nsec (par rapport aux délais de 100-150 nsec dans les anciens thyratrons en verre) et des temps de montée de l'ordre de 15 nsec (pour V = 10 kV et I = 1000 A).

---

*) EEV Hydrogen thyratron CX 1157.

2.5 Temps caractéristiques dans les chambres à étincelles

C'est le temps minimum qui doit séparer l'arrivée de deux particules pour que chacune donne lieu à une décharge. Ce temps ne dépend que de la chambre elle-même. Il caractérise aussi le nombre d'événements qui peuvent être enregistrés par unité de temps (∿ 1 msec à 100 msec).

C'est le délai de temps maximum pendant lequel la chambre reste assez sensible pour produire une étincelle après le passage de la particule. En pratique, c'est le temps après lequel l'efficacité de la chambre n'est que de 50% (∿ 1 μsec). On l'appelle aussi temps de résolution. Pendant ce temps la chambre est sensible au bruit de fond ne satisfaisant pas la logique de déclenchement.

C'est le temps minimum entre l'enregistrement de deux événements dépendant de tout l'ensemble d'équipement de la chambre : alimentation haute tension, électronique de déclenchement, caméra, etc. (∿ 0,1 sec).

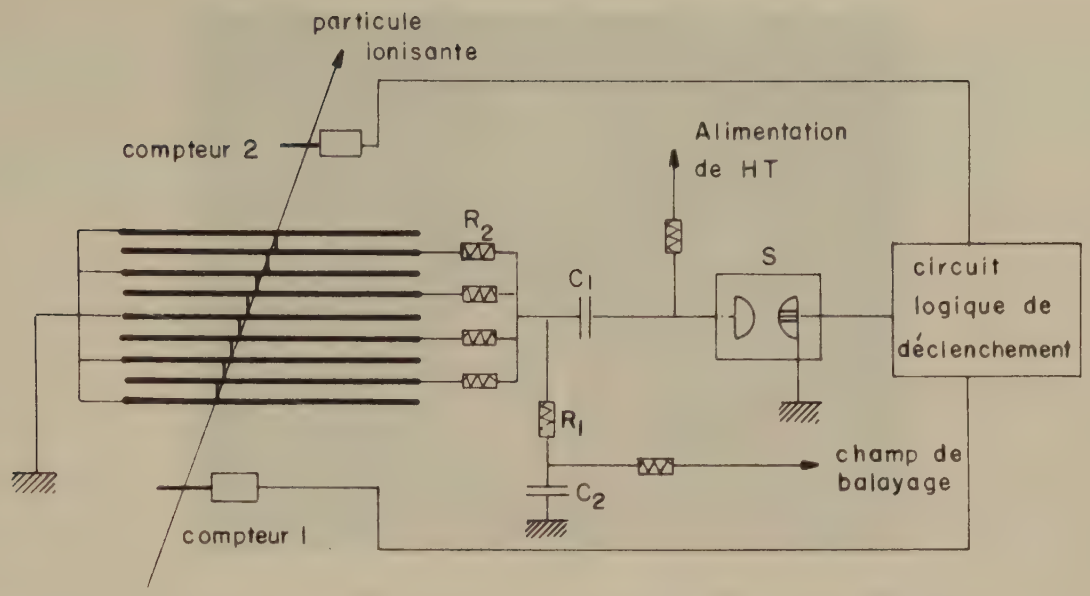


Fig. 5 La chambre à étincelles multi-plaques et son unité de déclenchement

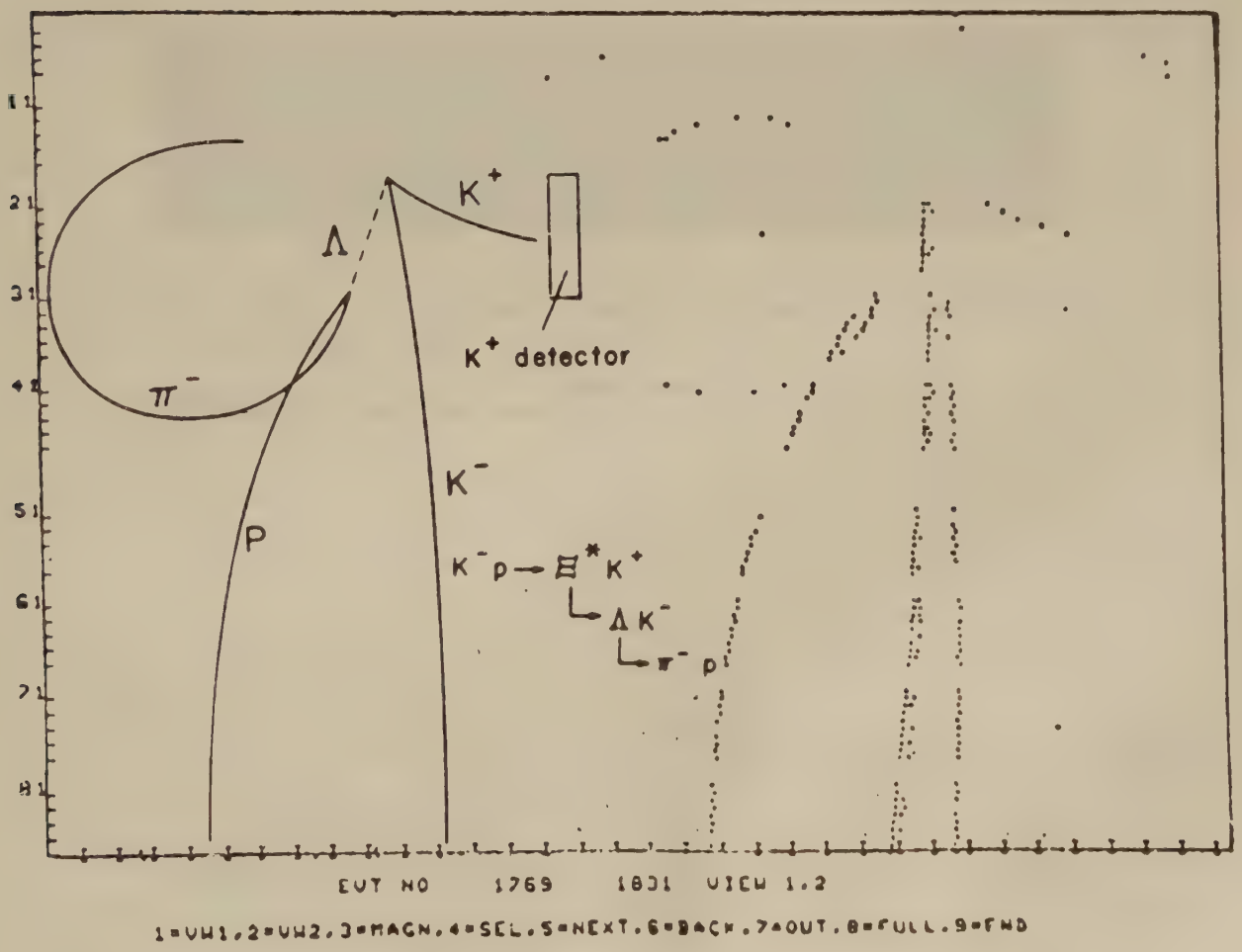


Fig. 6 Evénement enregistré dans l'ensemble des chambres à étincelles dans l'Oméga au CERN, composé de cent dix intervalles et occupant un volume total de 10 m^3. Le cliché représente à droite la reproduction des coordonnées des étincelles par l'ordinateur et à gauche, la représentation schématique de l'événement : un faisceau de K^- est envoyé sur la cible, un détecteur auxiliaire sélectionne les événements où un K^+ est produit, si bien qu'en principe on est certain que chaque événement produit est un Ξ^- ou toute autre particule d'étrangeté -2.

Fig. 7 Une gerbe d'électrons dans une chambre ayant un intervalle inter-électrodes de 90 mm, remplie de néon sous une pression de 260 mm Hg.

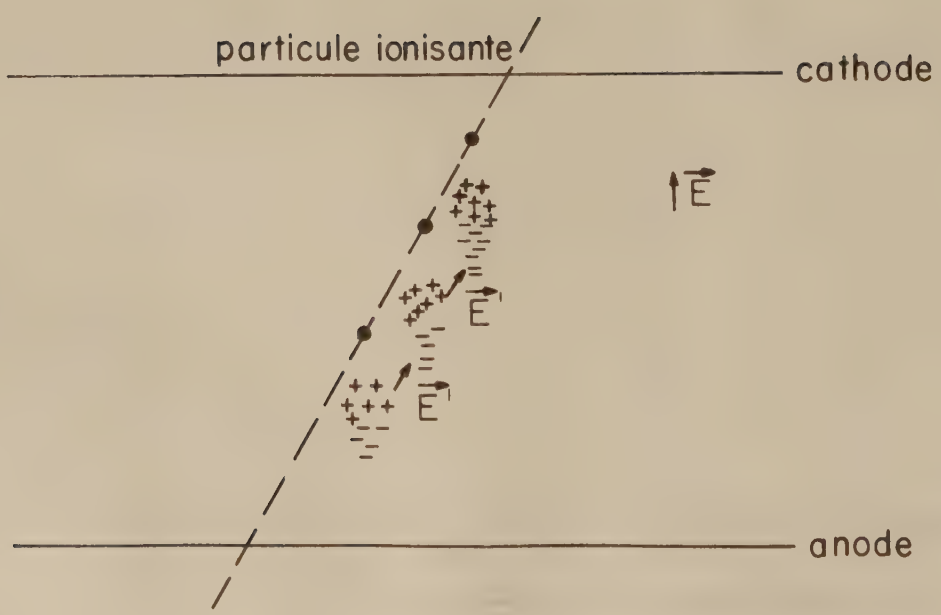


Fig. 8 Le principe de la formation des traces inclinées dans les chambres à large intervalle interélectrodes

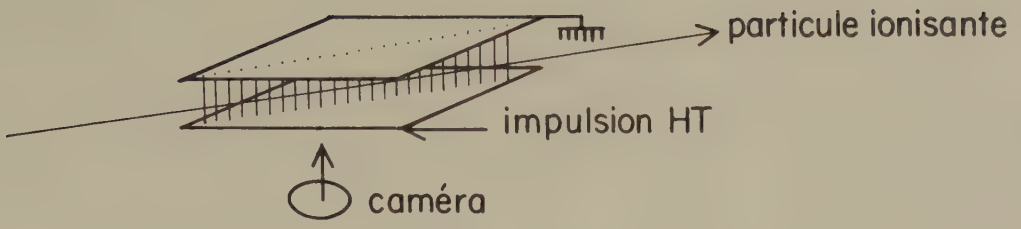


Fig. 9 Le principe de la chambre à projection

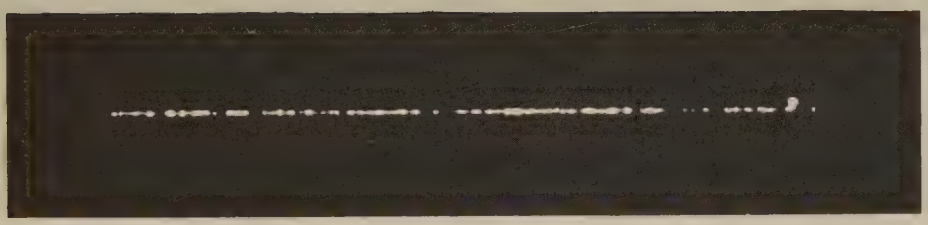


Fig. 10 Une trace dans une chambre à projection ayant un intervalle inter-électrodes de 7 mm. (Gaz : hénogal + méthylal; impulsion HT : 6 kV; film : Kodak SO 265; ouverture : f/5,6.)

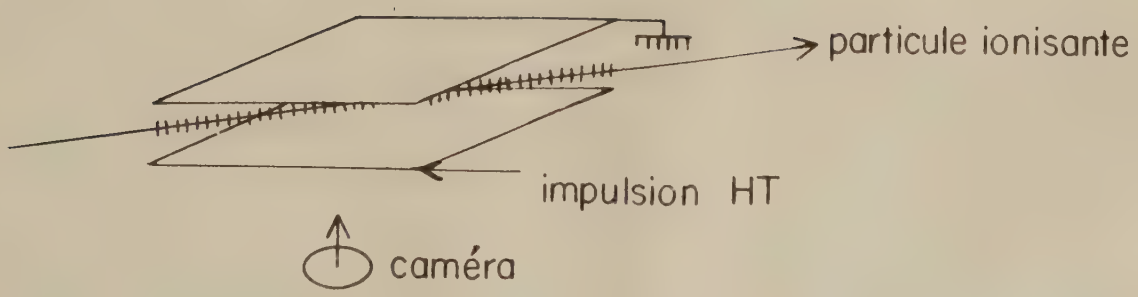


Fig. 11 Le principe de la chambre à dards

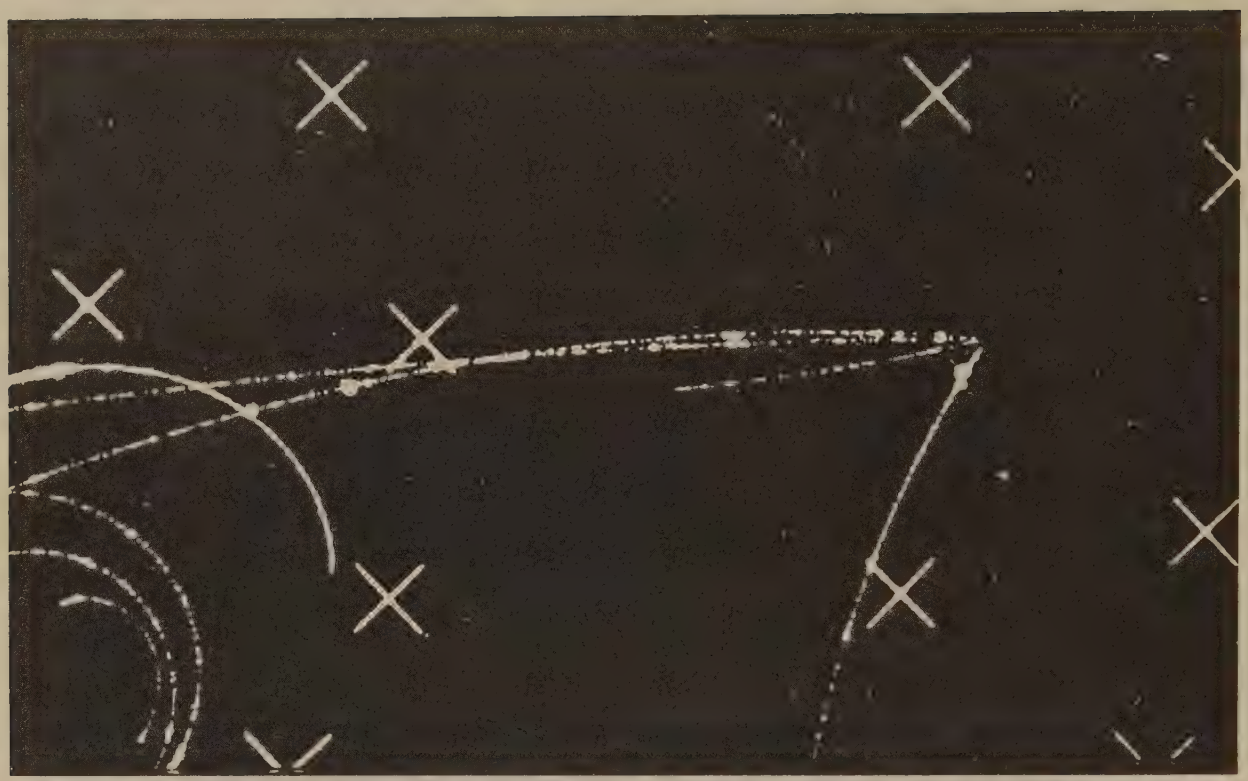


Fig. 12 Photographie des traces dans la chambre à dards de DESY. La longueur des dards est de 2 cm.

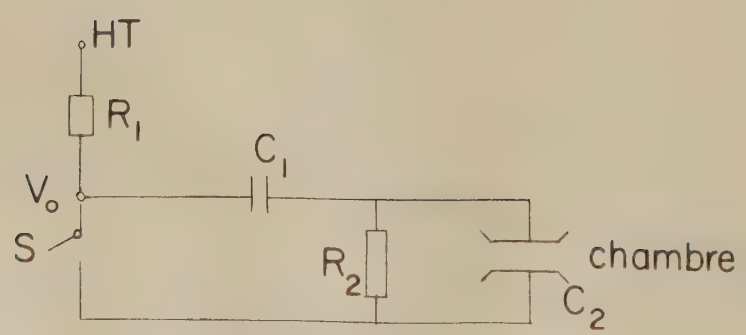


Fig. 13 Représentation schématique du circuit de déclenchement des chambres à étincelles

DEUXIEME PARTIE

LE DEVELOPPEMENT DES CHAMBRES A PROJECTION MULTI-INTERVALLES

1. LE PRINCIPE DE LA CHAMBRE A PROJECTION MULTI-INTERVALLES

1.1 Introduction

Dans l'évolution des détecteurs visuels dont le principe est basé sur la décharge dans le gaz, la chambre à dards[23-26] représentait jusqu'à présent le meilleur développement au point de vue de la précision, de l'isotropie et de l'efficacité dans le cas des événements multiples.

En contrôlant soigneusement la forme et l'amplitude des impulsions de haute tension appliquées sur les électrodes de la chambre, il est possible de contrôler la décharge en partant du premier électron formé par l'ionisation, et de l'arrêter à toute étape du développement de l'avalanche (voir Première Partie, Section 1) ou du dard, et de contrôler ainsi sa longueur.

Malgré les excellents résultats obtenus actuellement par de telles chambres (fig. 12) elles présentent quelques inconvénients.

Pour assurer leur fonctionnement correct, des impulsions de haute tension de quelques centaines de milliers de volts doivent être produites par des générateurs d'impulsions très complexes; ceux-ci doivent fournir des impulsions non seulement de haute amplitude, mais qui aient aussi des temps de montée très brefs (quelques nanosecondes) et de très courte durée (quelques dizaines de nanosecondes). L'énergie électrique utilisée dans la décharge étant assez faible du fait que l'étape de la production de l'étincelle n'est pas atteinte, la luminosité des dards est alors très faible. Des amplificateurs de lumière peuvent donc être nécessaires. Cela cause des aberrations géométriques des traces, ou bien alors de grandes ouvertures de diaphragme du système photographique sont nécessaires, ce qui limite la profondeur de champ photographique. Pour avoir une luminosité plus grande, on peut atteindre des longueurs de dards plus grandes (2 cm par exemple, sur la figure 12); dans ce cas, cependant, la résolution spatiale est affectée dans la direction du champ électrique.

Dans la course au développement des détecteurs visuels, une étape intermédiaire entre les chambres à étincelles ordinaires et les chambres à dards a été atteinte par de nombreux groupes[22,43,53,60-64]. Il s'agissait de la chambre à projection (ou chambre à décharge) qui avait une forte ressemblance avec la chambre à dards. Comme dans celle-ci, les traces des particules passant dans une direction parallèle aux électrodes sont rendues visibles par une série de décharges le long des traces.

Des traces de très bonne qualité, et d'intensité lumineuse nettement plus élevée que celle qu'on peut atteindre dans la chambre à dards, ont été obtenues [fig. 14 [43]] dans des conditions beaucoup plus simples : des champs électriques bien plus faibles sont appliqués, et les exigences (quant à la forme de l'impulsion, à son temps de montée et à sa durée) sont beaucoup moins sévères que pour les chambres à dards.

Malgré leurs nombreux avantages (simplicité de construction, opération très stable, très bonne efficacité, etc.) les chambres à projection furent rapidement oubliées du fait qu'elles ne donnaient la localisation des traces qu'en deux dimensions de l'espace, contrairement aux chambres à dards qui, elles, offraient les trois dimensions.

Nous avons décidé alors, à la fin de 1971, de continuer le développement des chambres à projection, arrêté environ depuis 1963, dans le but d'en faire un détecteur utile pour la recherche dans le domaine de la physique des particules élémentaires.

Nous avons constaté sur notre premier prototype[65] qu'une chambre à projection constituée par plusieurs électrodes "transparentes" donne une excellente localisation des traces en trois dimensions de l'espace, tout en gardant la simplicité de la chambre à projection ordinaire et fonctionnant à des tensions basses du fait de l'application alternative de champs électriques de même valeur. Nous avons mis au point une méthode de construction, qui sera décrite plus loin, qui nous permet d'avoir une grande transparence sans nous limiter par le nombre d'électrodes nécessaires.

Etant encouragés par ces excellents résultats, et les possibilités offertes par un tel détecteur, nous avons entrepris un développement systématique de la chambre à projection multi-intervalles. Les résultats obtenus, qui ont fait l'objet de plusieurs publications[65-71], seront décrits dans les sections suivantes.

1.2 Le principe de la chambre à projection multi-intervalles

L'idée de base de la chambre à projection multi-intervalles consiste à grouper plusieurs chambres simples de manière à obtenir des traces dans les trois dimensions, comme c'est le cas dans les chambres à dards.

La figure 15 illustre la différence entre la formation de la trace dans une chambre à dards (a) et dans une chambre à projection multi-intervalles (b).

La chambre à projection multi-intervalles est constituée, comme on le voit, par un ensemble d'électrodes sur lesquelles on applique alternativement des impulsions de polarité opposée (en général on applique une impulsion positive ou

négative sur les unes, les autres étant connectées à la masse). De cette manière, on obtient dans la chambre des champs électriques alternés de même valeur. Tandis que dans la chambre à dards une impulsion d'amplitude élevée est nécessaire du fait du large intervalle entre les électrodes, dans la chambre à projection multi-intervalles on applique une impulsion de haute tension de valeur beaucoup plus basse (50 à 100 fois suivant la largeur des intervalles), cela quel que soit le nombre d'intervalles (fig. 15).

La structure des traces est en forme d'escalier, du fait de la multitude d'intervalles dont la largeur détermine la longueur des étincelles. Nous avons vérifié que des chambres ayant des intervalles de 3 mm à 50 mm fonctionnent tout à fait correctement.

L'allure des traces photographiées perpendiculairement aux électrodes est la même que dans les chambres à dards. Lors de la photographie stéréoscopique, on pourra remarquer que la structure en escalier permet une meilleure détermination de la trace par le fait qu'on peut connaître l'endroit exact du passage de la particule d'un intervalle à un autre (fig. 15).

Comme la photographie des étincelles s'effectue dans une direction perpendiculaire aux électrodes (ou presque perpendiculaire, dans le cas de la photographie stéréoscopique), il est clair que les électrodes de la chambre doivent être aussi transparentes que possible. Dans le cas des chambres à projection à un intervalle, ce problème ne jouait pas de rôle important, car même en utilisant du verre couvert d'une substance conductrice[22,60,61] ou des grilles métalliques[53], on gardait une transparence de 70 à 80%, qui était suffisante. Or, une telle perte serait prohibitive dans le cas d'un empilement d'électrodes.

Il est possible de construire des chambres avec des électrodes en grille métallique (voir Section 2 ci-après), mais on est limité également pour le nombre d'électrodes, du fait de la transparence. Les meilleures grilles qu'on puisse trouver couramment sur le marché ont une transparence allant jusqu'à 90% (il existe des grilles ayant une transparence supérieure, mais elles ne sont guère utilisables du fait de leur faible résistance mécanique).

La transparence d'une chambre, ayant N électrodes de transparence T chacune, est donnée par la simple relation :

$$T_N = (T)^N \ .$$

On peut remarquer qu'en utilisant des grilles ayant une transparence T = 90%, après dix grilles la transparence totale ne sera plus que de 37%!

De ce fait, la luminosité de la trace sera variable selon l'endroit où elle se trouve dans la chambre, et l'analyse pourra être plus difficile. En raison de la faible transparence, l'ouverture de l'objectif de la caméra devra être grande, et ceci va affecter la profondeur de champ.

Pour éviter les pertes de lumière dues aux électrodes en grille, nous avons trouvé une excellente méthode, qui consiste à remplacer les grilles par des fils métalliques minces alignés dans une structure régulière.

En construisant les électrodes en fils parallèles, bien alignés, on obtient une structure périodique (cristalline). Cette structure rend normalement la chambre "opaque", sauf pour certaines directions "cristallines", comme le montre l'exemple de la figure 16. En utilisant un système optique télécentrique (section 5), constitué d'une lentille placée devant la chambre, on peut extraire les rayons lumineux issus des étincelles dans des directions bien déterminées (fig. 17). Grâce à cette méthode, la transparence sera la même que s'il n'y avait qu'une électrode, et elle ne sera pas affectée par le nombre de celles-ci (toujours à condition que les fils soient soigneusement alignés). La transparence, par exemple, d'une électrode constituée de fils de 100 µm de diamètre, espacés de 1 mm, est de 90%.

Une autre méthode pour rendre la chambre transparente peut être envisagée : celle qui consiste à arranger les fils de manière qu'ils convergent vers l'objectif de la caméra (fig. 18). Cette méthode évite en effet l'emploi de grandes lentilles. Cependant, elle est difficile à réaliser, du fait que la distance entre les fils est variable.

1.3 Etude du premier prototype d'une chambre à dix intervalles

Notre premier prototype[65] a été celui d'une petite chambre de 100 mm × 100 mm, composée de dix intervalles de 10 mm de large chacun (fig. 19). Les électrodes étaient faites de fils en acier inoxydable de 50 µm de diamètre, espacés de 1 mm. Les fils de toutes les électrodes étaient bien alignés, ce qui rendait la chambre transparente en utilisant une lentille plano-sphérique ayant une distance focale de 500 mm environ.

Le gaz de remplissage était l'hénogal (70% Ne, 30% He), dans lequel nous avions ajouté 2% de méthylal $\left[(OCH_3)_2CH_2\right]$ comme agent auto-coupeur *(quenching)*. Des impulsions négatives, de 6 kV et d'une durée de 1 µsec, ont été appliquées sur la chambre selon le schéma présenté dans la figure 20. Avec de l'hénogal pur, des traces sont déjà visibles avec des impulsions de 3 kV, mais des décharges parasites ont également eu lieu dans la chambre.

La figure 21 est une photographie de traces de particules β du ^{90}Sr, prise sans utiliser de lentilles.

La chambre a été éclairée par derrière pour montrer la structure des fils. Un film Polaroid type 107 a été utilisé, et l'ouverture de l'objectif a été de

f/5,6. On peut remarquer que la partie centrale de la chambre est transparente, tandis que le reste est opaque. Malgré cela, les traces sont bien visibles du fait que seules dix électrodes sont utilisées; la transparence sans lentille est de $(0,95)^{10} \cong 50\%$.

La figure 22 est la photographie d'une trace, prise en utilisant la lentille; on remarque la transparence de la chambre grâce aux fils bien alignés. Les conditions photographiques sont les mêmes que pour la figure précédente.

Les étincelles sont brillantes et leur densité moyenne est d'environ 2 étincelles/cm.

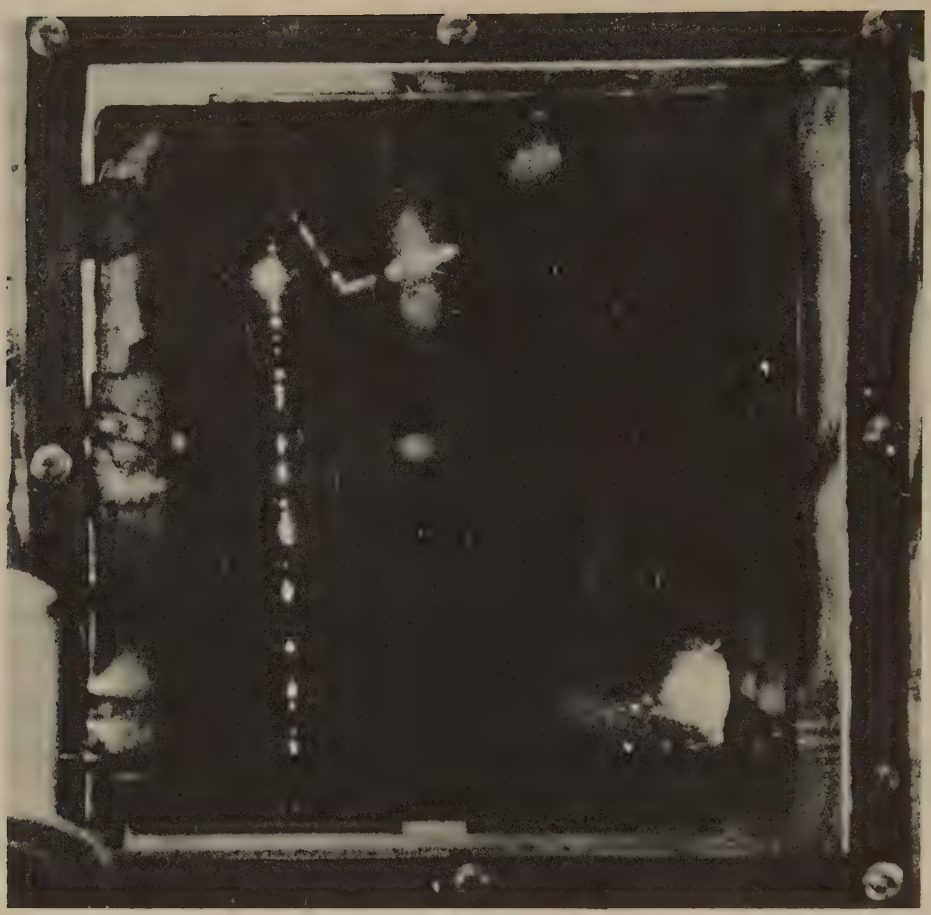
La forme des étincelles est montrée par la figure 23 (a et b). On y remarque aussi le passage d'un intervalle à l'autre (fig. 23a) déterminant le passage exact de la particule dans la chambre.

Dans le régime dans lequel nous travaillons, l'étincelle a une forme bien particulière; on remarque un point cathodique très brillant sur les fils de la cathode et une queue allant vers l'anode. Ce phénomène a déjà été remarqué par Charpak et Massonnet[53]; il est dû probablement à une émission de lumière par la région des ions positifs entourant les fils cathodiques.

La position de l'étincelle se trouve être centrée par rapport aux fils, comme le montre la figure 24. Le diamètre de l'étincelle est d'environ 1 à 2 mm. (Sur cette photo, les fils sont représentés par les traits noirs.)

La figure 25 représente le passage des particules perpendiculairement aux électrodes. La particule traverse ainsi sept intervalles; on peut remarquer les points cathodiques brillants.

Nous avons également essayé de remplir la chambre avec de l'argon pur, ainsi qu'avec des mélanges d'argon et d'hélium et d'argon et d'hénogal : la luminosité des traces a été bien inférieure à celle obtenue avec l'hénogal, bien que des champs électriques plus intenses (allant jusqu'à 15 kV/cm environ) aient dû être appliqués. En additionnant des vapeurs d'iode, on pourrait baisser le champ électrique dans l'argon jusqu'à 3 kV/cm [53]. Nous n'avons pas essayé cette possibilité, car l'iode est corrosif et risquerait de contaminer notre chambre. D'autres agents auto-coupeurs comme les alcools éthylique et méthylique, le méthane, etc., ont été essayés, mais le plus efficace s'est trouvé être le méthylal.



a)

b)

Fig. 14 Photographie des traces dans une chambre à projection de 30 cm × 30 cm ayant des électrodes en grille métallique. La largeur de l'intervalle interélectrodes est de 50 mm. Le gaz de remplissage est l'hénogal + des vapeurs saturées de I_2 :

a) Un événement produit par un rayon cosmique;
b) Un proton de 600 MeV dans un champ magnétique.

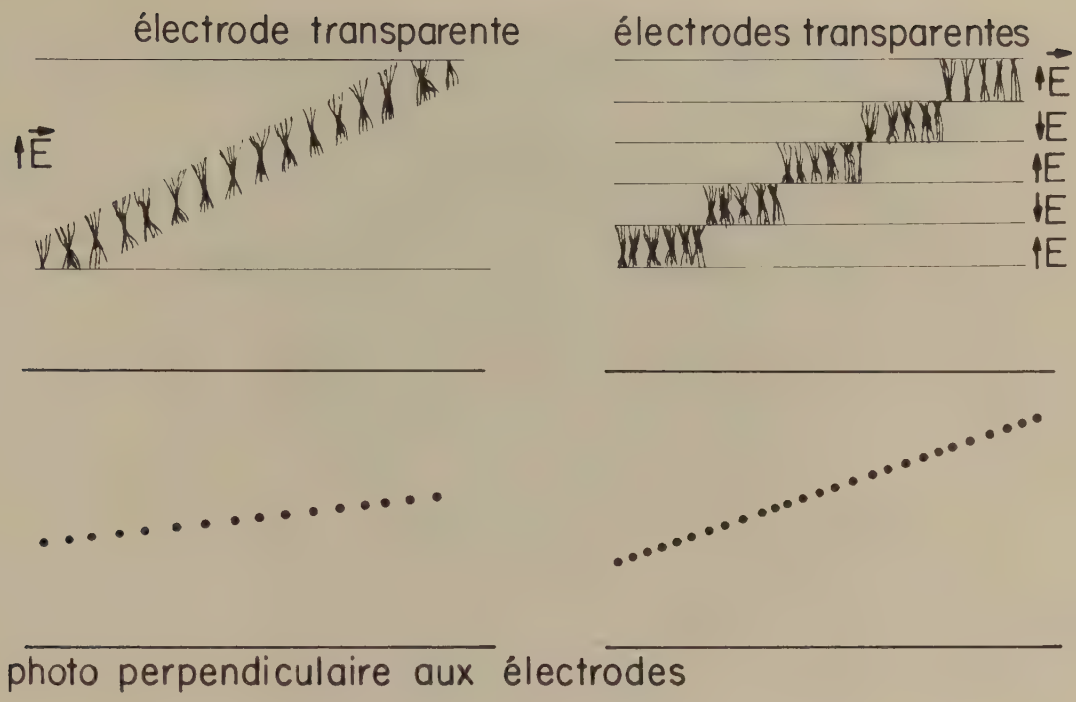


Fig. 15 La formation de la trace dans :

a) La chambre à dards;
b) La chambre à projection multi-intervalles.

Fig. 16 Un exemple de la structure cristalline : les bâtons de ces vignes (les fils dans notre cas) sont placés le long des sillons (l'espacement entre les fils dans nos chambres). On remarque clairement l'existence des autres "directions cristallines" utiles pour la photographie.

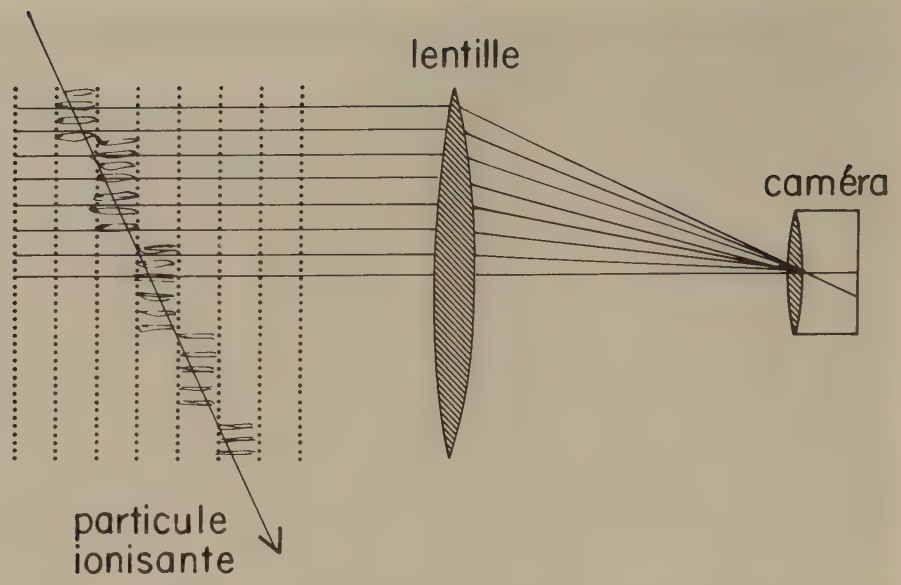


Fig. 17 Le système photographique télécentrique employé pour la photographie des chambres à projection multi-intervalles

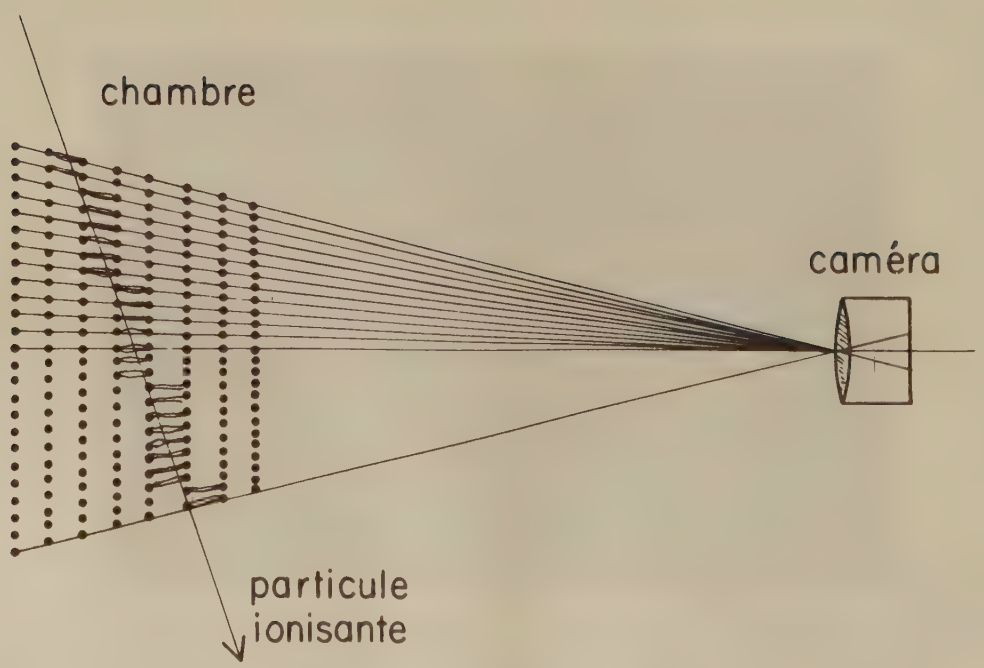


Fig. 18 Un arrangement convergent des fils

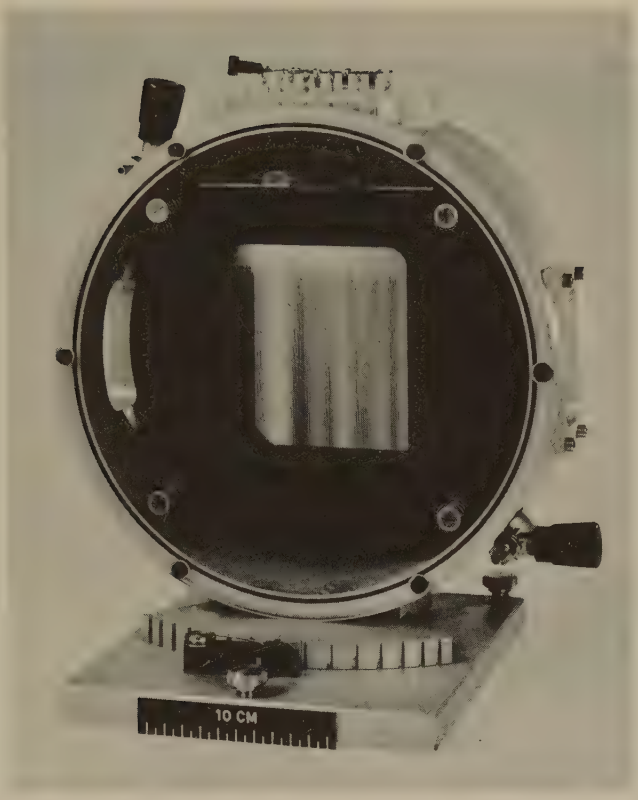


Fig. 19 Le premier prototype constitué de dix intervalles

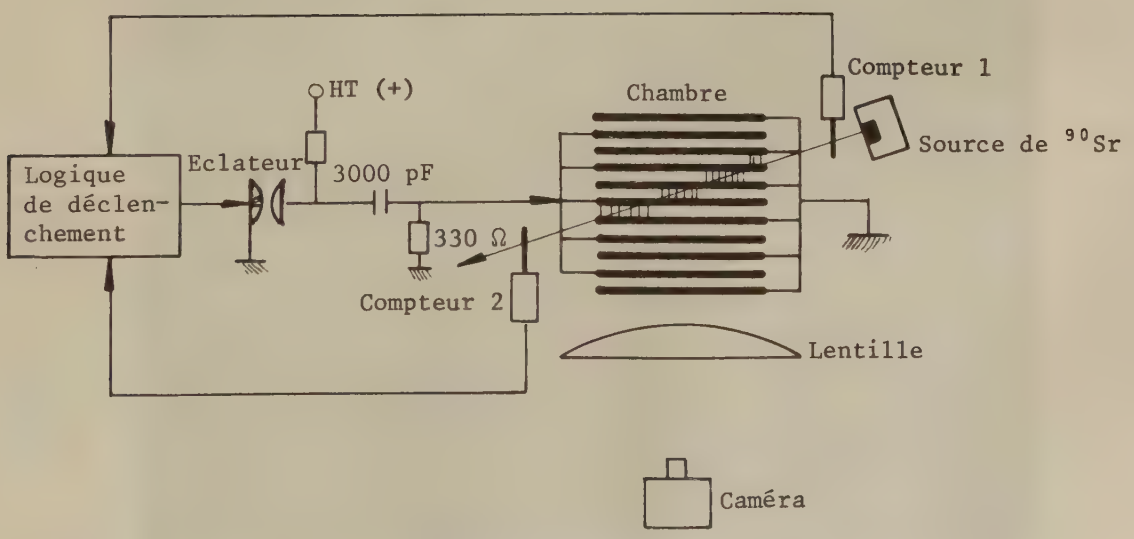


Fig. 20 Représentation schématique du circuit de déclenchement de la chambre à dix intervalles

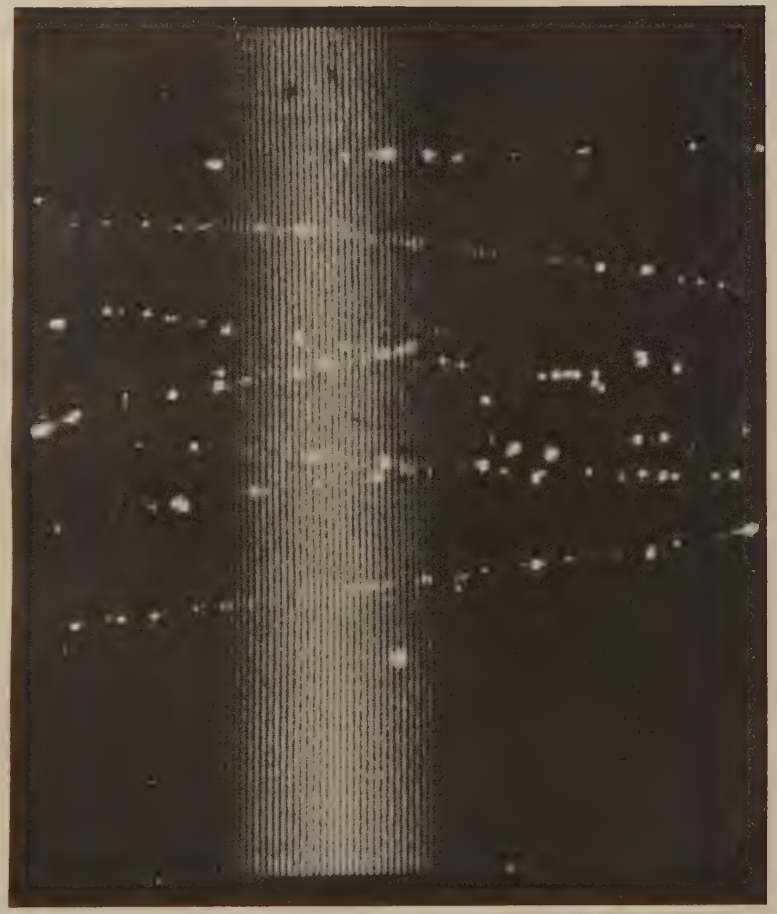


Fig. 21 Une photographie des rayons β du ^{90}Sr. La chambre a été photographiée sans lentille et illuminée par derrière. (Film : Polaroid type 107; ouverture : f/5,6.)

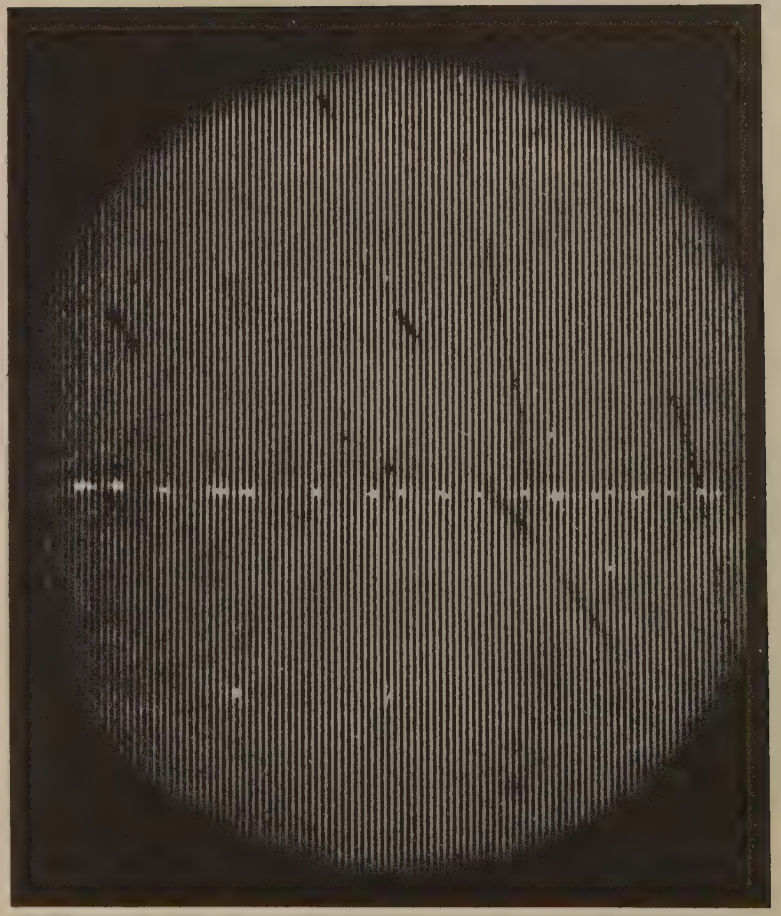
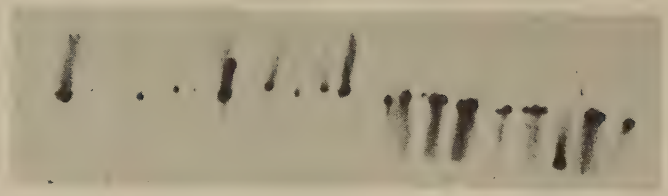


Fig. 22 Photographie de la chambre utilisant une lentille. On remarque la transparence de la chambre grâce à l'alignement des fils. (Film : Polaroid type 107; ouverture : f/5,6.)



a)

b)

Fig. 23 La forme des étincelles (hénogal + méthylal; 5,5 kV) :

a) Un passage entre deux électrodes;
b) Un détail montrant la forme spéciale de l'étincelle composée d'un "point cathodique" et d'une queue allant vers l'anode.

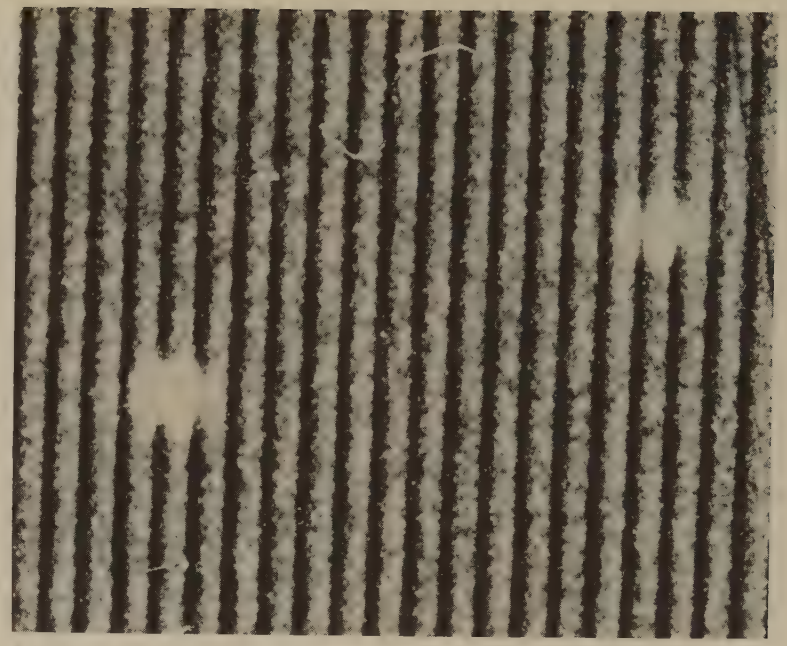


Fig. 24 La position des étincelles par rapport aux fils (les fils sont représentés par les traits noirs)

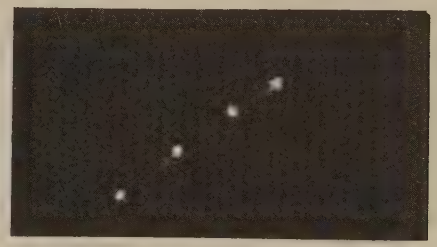


Fig. 25 Le passage d'une particule dans une direction perpendiculaire aux électrodes; la particule traverse sept intervalles et on remarque les points cathodiques brillants. (Gaz : hénogal + méthylal; impulsion HT : 5,5 kV; ouverture : f/5,6.)

2. ETUDE DES CHAMBRES AYANT DES ELECTRODES EN GRILLE METALLIQUE

Avant de passer à l'étude d'une grande chambre multi-intervalles, faite avec des électrodes en fils bien alignés, nous avons décidé de procéder à une étape intermédiaire et avons construit deux grandes chambres (de dimensions 800 mm × 400 mm), ayant chacune quatre intervalles de 40 mm, et dont les cinq électrodes sont constituées par des grilles métalliques. Les chambres ont été essayées aux Anneaux de stockage à intersections du CERN (ISR) et leur comportement a été satisfaisant.

2.1 Caractéristiques des chambres

Du fait que les chambres étaient construites dans le but d'être essayées aux ISR, elles avaient une forme spéciale, leur permettant d'être appliquées contre le point d'intersection des deux faisceaux de protons (fig. 26).

Les cadres des chambres ont été construits en plexiglas, à part leur partie appliquée contre l'anneau, faite de mousse de matière plastique (Styrofoam), dont la densité est très faible (ceci de manière à réduire au minimum la quantité de matière à l'entrée des particules).

Les électrodes ont été faites de grilles en acier inoxydable dont la transparence est de 90%. L'étanchéité de la chambre a été assurée par des fenêtres en mylar transparent.

La figure 27 montre l'une des chambres appliquée contre l'anneau d'intersection (a) et, dans le laboratoire, essayée avec des rayons β (b).

2.2 Conditions opérationnelles

Les chambres ont été mises en opération avec de l'hénogal auquel nous avons ajouté quelques p.p.m. de "Fréon" (CF_3Br) pour raccourcir le temps de mémoire à 1 µsec environ, ce qui est important du fait de la grande intensité des particules. Les électrodes actives des chambres étaient alimentées chacune par une capacité de stockage de 3000 pF, et les impulsions de haute tension étaient appliquées à l'aide de deux éclateurs montés chacun sur une chambre.

Les chambres fonctionnaient correctement avec des impulsions négatives d'une durée de 1 µsec et d'une amplitude variant entre 13 et 18 kV (E = 3,2 à 4,5 kV/cm). Pour avoir une bonne luminosité et des étincelles pas trop diffuses, nous avons travaillé avec des impulsions de 17 kV.

Les chambres ont été déclenchées, trois fois par seconde, par un signal de coïncidence entre les deux faisceaux de protons, donné par de grands compteurs à scintillation placés autour des anneaux de transport. La photographie

a été faite avec une caméra placée sous le point d'intersection, à une distance de 4 m des chambres, et déclenchée en même temps que celles-ci par un système électronique (fig. 28).

2.3 Performances des chambres

Des traces de particules produites par des interactions pp de 22 GeV/c ont été enregistrées dans les chambres.

La figure 29 présente quelques exemples typiques des tracés dans l'une des chambres; les photos ont été enregistrées sur un film Kodak SO 265, avec une ouverture de f/4. Les particules entrent dans la chambre par la partie supérieure des photographies :

a) Un beau vertex, dû à la désintégration d'une particule neutre.

b) Une paire d'électrons produite dans la paroi de la chambre; l'ouverture de la paire est de 25 mrad.

c) Une gerbe d'électrons produite dans la paroi de l'anneau de transport; on peut remarquer la bonne efficacité pour des événements multiples.

d) Exemple typique de trois particules issues de l'interaction pp; sur l'une des traces, on peut remarquer des particules de basse énergie dues à des rayons δ ou à des électrons issus d'interactions secondaires avec les grilles ou le gaz de remplissage.

e) Un exemple de la différence entre des traces de particules très ionisantes (ici un rayon δ) et des particules de haute énergie (au minimum d'ionisation), ces dernières donnant lieu à des traces beaucoup moins denses.

f) Un exemple du "bruit de fond"; les particules ne viennent pas de l'intersection.

La figure 30 montre un exemple de traces dans les deux chambres. Le film employé est un film Kodak Plus X spécial (employé pour les chambres à bulles) et qui est moins sensible que le Kodak SO 265.

L'ouverture du diaphragme est de f/5,6. La croix fiducielle centrale représente approximativement le centre de gravité du point d'intersection des deux faisceaux.

2.4 Discussion

Les résultats obtenus avec ces deux chambres ont été encourageants. Les traces, dont la luminosité est beaucoup plus forte que celle obtenue dans des

chambres à dards, sont d'une bonne qualité. La résolution de traces même très rapprochées est excellente (fig. 30b) et la localisation des "vertex" peut être faite avec une très grande précision. On peut facilement distinguer les particules de basses énergies qui, étant très ionisantes, empêchent en général le fonctionnement correct des chambres à dards (en causant de très fortes décharges), tandis que leur coexistence avec les traces "normales" n'est pas gênante pour nos chambres (fig. 30, d et e).

Grâce à la forte luminosité des traces, nous avons pu travailler avec des ouvertures de diaphragme assez faibles; nous avons pu également utiliser un système de télévision tout à fait ordinaire pour suivre le déroulement de l'expérience, ayant ainsi un bon moyen de contrôle sur les différents paramètres.

Ce type de chambres est extrêmement facile à construire et à faire fonctionner. Malgré le large intervalle interélectrodes qui est nécessaire pour couvrir une certaine profondeur avec un nombre minimum d'électrodes (du fait de la perte de la transparence), ces chambres peuvent servir quelquefois comme détecteur visuel très utile dans des cas où la localisation n'est recherchée qu'en deux dimensions spatiales. En effet, nous nous en sommes servis pour déterminer qualitativement les sources du bruit de fond à l'endroit de l'intersection I4 aux ISR.

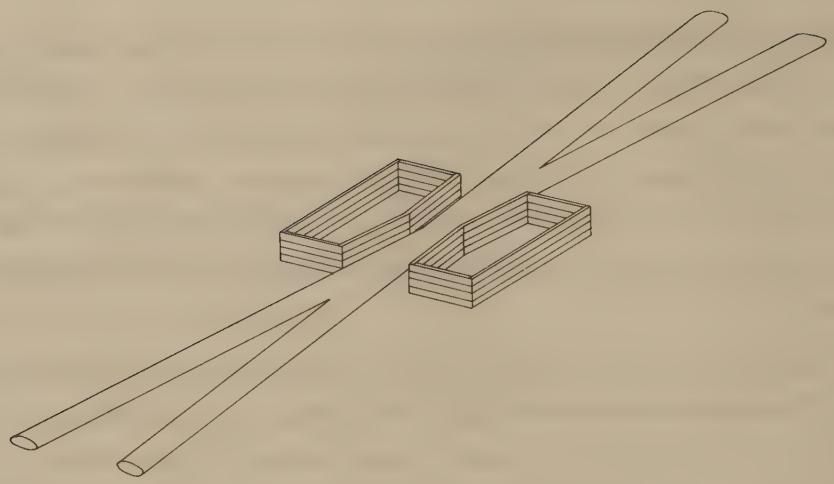


Fig. 26 Représentation schématique des deux chambres placées contre l'anneau d'intersection

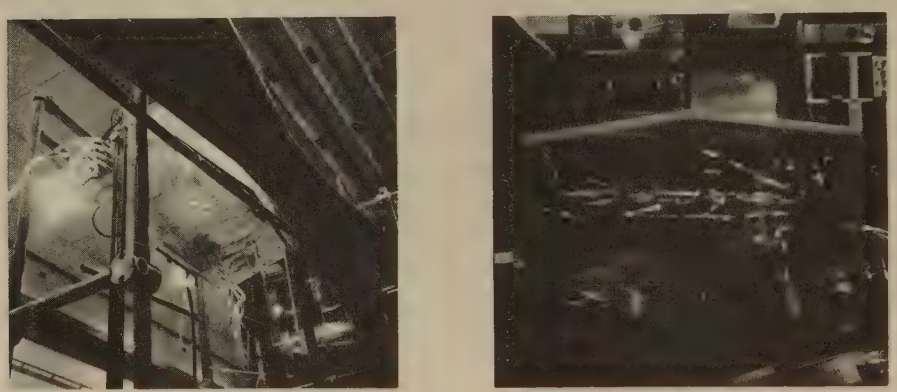


Fig. 27 Photographie de l'une des chambres à électrodes en grilles :

a) La chambre est appliquée contre l'anneau d'intersection;
b) Un essai au laboratoire avec une source β de ^{90}Sr. (Gaz : hénogal + CF_3Br; impulsion HT : 15 kV; film : Polaroid type 107; ouverture : f/5,6.)

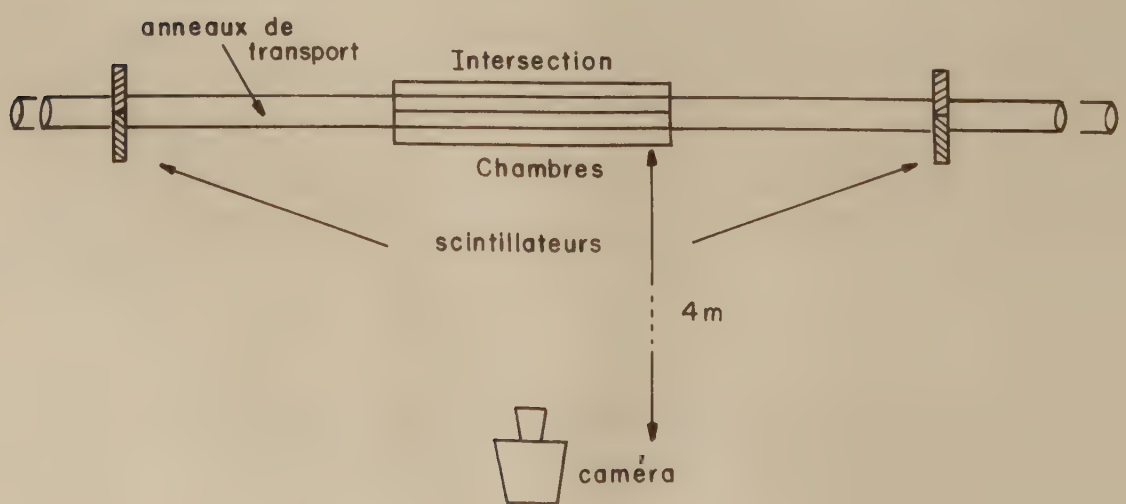


Fig. 28 Le schéma expérimental aux ISR; les chambres ont été déclenchées par les scintillateurs placés sur les anneaux de transport.

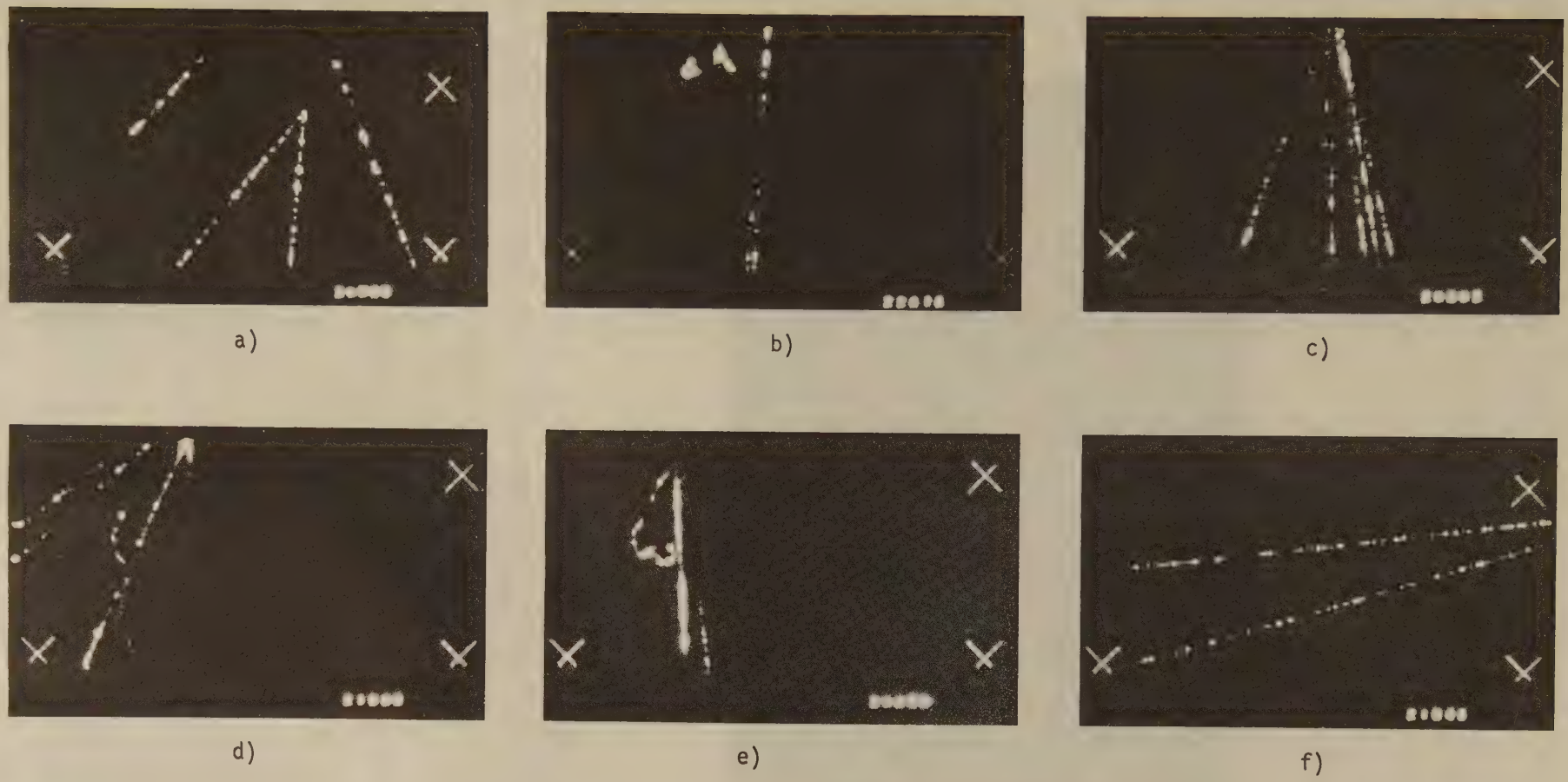


Fig. 29 Quelques exemples des traces des particules issues des interactions pp à 22 GeV/c photographiées dans l'une des chambres. (Gaz : hénogal + CF_3Br; impulsion HT : 17 kV; Film : Kodak SO 265; ouverture : f/4.)

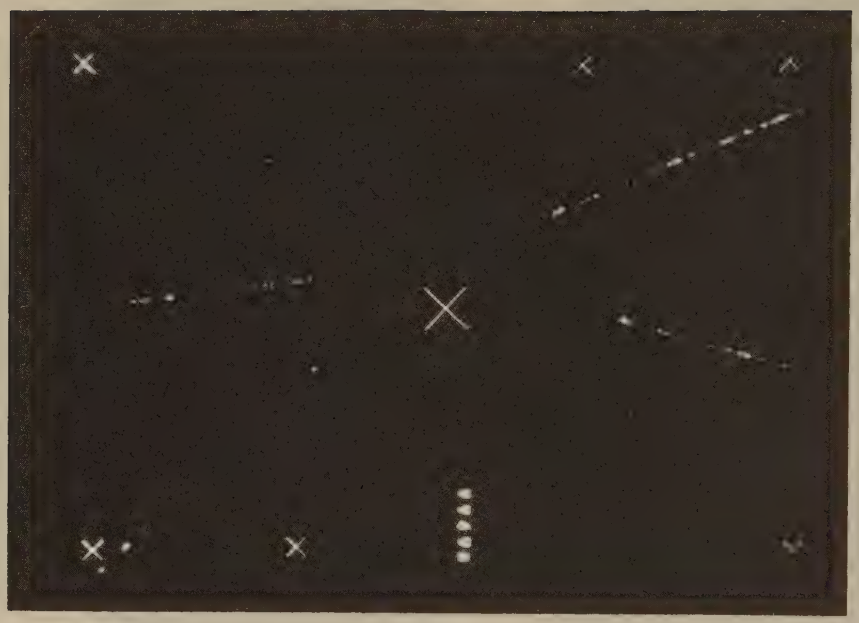


Fig. 30 Quatre particules issues d'une interaction pp à 22 GeV/c. Photographie prise dans les deux chambres. (Gaz : hénogal + CF_3Br; impulsion HT : 17 kV; film : Kodak Plus X aérien; ouverture : f/5,6.)

3. UNE CHAMBRE A FILS A TRENTE-TROIS INTERVALLES

Malgré le bon fonctionnement des chambres à électrodes en grille métallique et leurs excellentes propriétés, nous avons décidé de réaliser une chambre ayant un intervalle interélectrodes plus étroit, assurant ainsi une meilleure précision pour la photographie stéréoscopique.

Notre intention a été de construire une chambre de profondeur égale à celle des chambres à dards existant actuellement, ceci dans le but de mieux comparer ces deux types de détecteurs surtout en ce qui concerne leur résolution spatiale.

3.1 Caractéristiques de la chambre

La chambre que nous avons construite (fig. 31) avait les caractéristiques suivantes[67] :

longueur	:	80 cm,
largeur	:	20 cm,
intervalle interélectrodes	:	0,7 cm,
nombre d'intervalles	:	33,
diamètre des fils	:	200 µm,
espacement entre les fils	:	1,5 mm,
matière des cadres	:	plexiglas,
matière des fils	:	alliage bronze-béryllium.

Les fils ont été tissés le long des cadres jusqu'à une distance de 5 mm du bord : le dernier fil de la rangée a été remplacé par un fil ayant un diamètre de 0,5 mm, recouvert d'une gaine isolante en chlorure de polyvinyle pour éviter des décharges parasites éventuelles par un "effet de bord".

Un très grand soin a été pris lors du tissage des plans de fils pour que les fils des plans successifs soient bien superposés.

L'étanchéité du système a été assurée par un cadre extérieur en alliage d'aluminium avec des fenêtres de mylar transparent.

La circulation du gaz a été assurée par des entrées et des sorties aux deux extrémités de la chambre.

3.2 Conditions opérationnelles

La chambre a été remplie d'hénogal (70% Ne + 30% He) plus 0,8% de méthylal $[(OCH_3)_2CH_2]$. Des impulsions de 6 kV d'amplitude et d'une durée de 1 µsec ont été appliquées sur les électrodes de la chambre par un seul thyratron (EEV CX1157) (fig. 32). Une capacité de stockage de 1650 pF alimentait deux électrodes de haute tension (quatre intervalles) qui étaient découplées entre elles par des résistances de 27 Ω.

Les photographies ont été faites sur un film Kodak SO 265, utilisant une caméra rapide à déclenchement électronique. Un objectif ayant une distance focale f = 100 mm et une ouverture de f/2,5 a été utilisé. Le système optique donnait une réduction de 44.

Pour assurer la transparence de la chambre nous avons placé devant elle une grande lentille en plexiglas (fabriquée au CERN) ayant une distance focale de 365 cm et des dimensions de 130 cm × 75 cm. [L'effet de cette lentille est illustré par la figure 45 (voir Section 5).]

A l'aide d'un miroir, nous avons placé l'axe optique de la caméra perpendiculairement à la chambre, de manière à prendre les photos dans les deux dimensions (x,y) de la chambre. Le système optique est présenté par la figure 33.

3.3 Performances de la chambre

La chambre a été mise en opération dans un faisceau de protons et de pions de 0,4 à 1 GeV/c du Synchrotron à Protons du CERN (PS).

En première étape, pour le contrôle du fonctionnement de la chambre, nous avons déclenché un double intervalle. Une trace d'un proton de 400 MeV/c, traversant la chambre parallèlement à l'intervalle entre deux électrodes, et dans une direction perpendiculaire aux fils, est montrée sur la figure 34. La longueur de la trace est de 20 cm, correspondant à la largeur de la chambre. On peut remarquer la densité élevée des étincelles.

En deuxième étape, l'arrangement de la chambre correspond à celui de la figure 33. Les particules traversaient la chambre sur sa diagonale, passant ainsi par tous les plans de fils. Les événements ont été sélectionnés par un système de trois scintillateurs dont la coïncidence S1-S2-S3 donnait le signal du déclenchement de la chambre. Les protons ont pu être séparés des π^+ par l'analyse du temps de vol.

La figure 35 montre quelques exemples des traces traversant la chambre. L'existence de "trous" le long des traces, due au temps de montée médiocre (40 nsec environ) des impulsions de haute tension, sera expliquée par la suite. Si l'on améliore légèrement le temps de montée en enlevant la résistance de découplage (R_{17} et R_{32} sur la figure 32), les trous le long des traces disparaissent presque entièrement (fig. 36).

Malgré ces trous, les traces sont de bonne qualité et l'on peut définir avec précision les endroits où les particules ont interagi avec le gaz ou avec les fils de la chambre.

La légère différence de luminosité d'un bout de la trace à l'autre est due probablement à une erreur d'alignement de l'axe optique du système photographique, ainsi qu'à des erreurs d'alignement des fils lors de la construction.

Pour montrer l'allure des traces dans l'autre dimension, nous avons pris quelques photos dans une direction parallèle aux plans des fils (dans le mode des chambres à étincelles ordinaires) à travers les cadres en plexiglas de la chambre.

Les photographies de quelques traces sont présentées sur la figure 37.

Même ici on peut remarquer la précision avec laquelle on pourrait déterminer la position des traces dans l'espace de la chambre. (Nous rappelons que la longueur des étincelles n'est que de 7 mm!)

3.4 Résolution spatiale

Nous avons effectué une étude de la résolution spatiale de notre chambre dans la direction perpendiculaire aux électrodes.

Plusieurs traces de p, π^+ et π^- ont été mesurées manuellement sur une machine du type IEP. Toutes les étincelles le long de la trace ont été mesurées, ce qui donne au total 50 à 70 points de mesure par trace. Une ligne droite a été simulée à travers tous les points mesurés; la position de chaque point par rapport à cette droite a été calculée.

La figure 38 montre l'histogramme de l'écart standard σ définissant la résolution spatiale pour des particules ayant des quantités de mouvement de 0,4 à 1 GeV/c.

Il faut préciser que les traces mesurées ont été choisies au hasard : même des traces de protons de faible quantité de mouvement, qui montraient un léger effet de courbure dû à la diffusion multiple, ont été mesurées. Malgré cela, et malgré le fait qu'aucune correction n'a été faite pour tenir compte de la déformation due au système optique, le résultat obtenu est remarquable.

En nous basant surtout sur les mesures à 1 GeV/c, nous obtenons une précision moyenne de $\sigma \cong 0{,}4$ mm, dans laquelle est incluse l'erreur due à la mesure manuelle qui est de l'ordre de 0,2 mm (ce qui correspond à une erreur de mesure de 5 µm sur le film ayant une réduction de 44).

Il est clair qu'en effectuant les mesures sur des machines automatiques, en limitant la réduction à 20-30, et en tenant compte des déformations optiques, on pourrait arriver facilement à des précisions de l'ordre de 100 µm, comparables à celles des meilleurs détecteurs dans ce domaine.

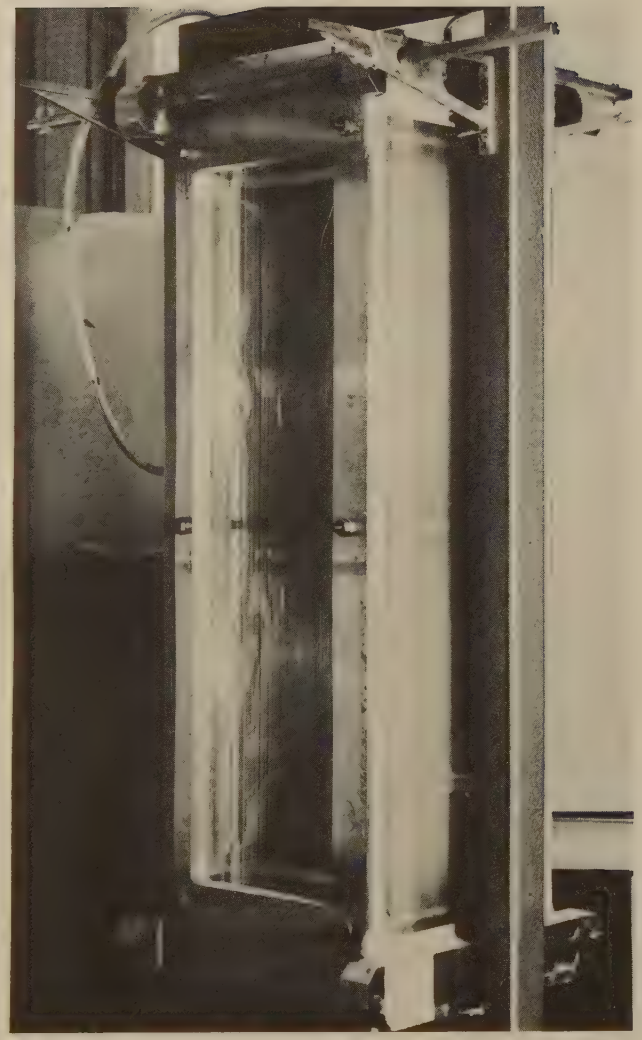


Fig. 31 Une photographie de la chambre à trente-trois intervalles

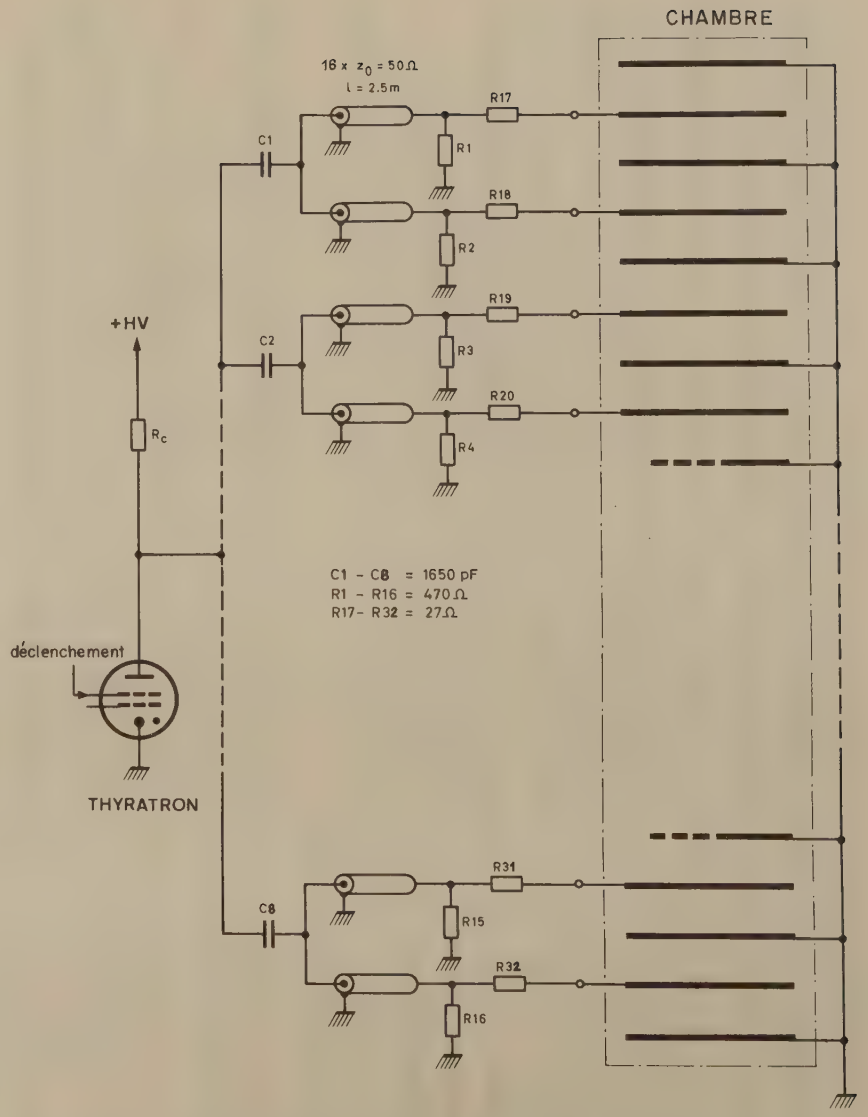


Fig. 32 Le circuit électrique de déclenchement de la chambre à trente-trois intervalles

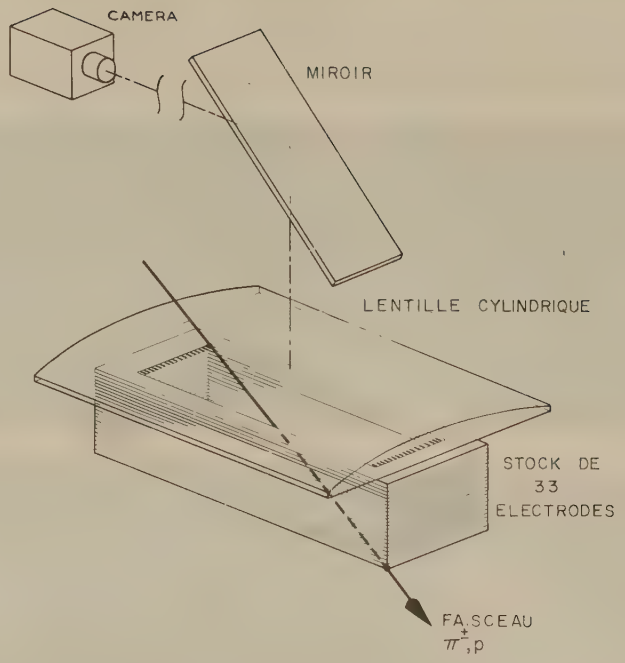


Fig. 33 L'arrangement expérimental et le système optique

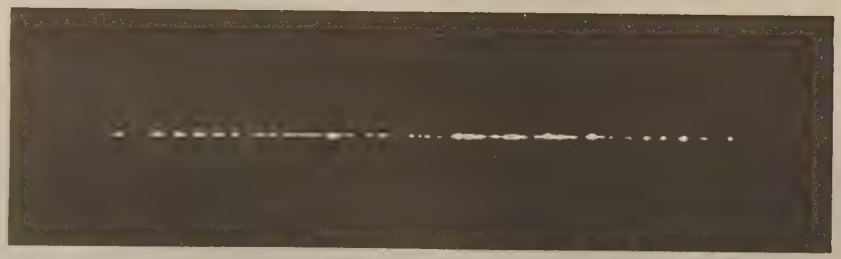


Fig. 34 Une trace de particule traversant un seul intervalle; la longueur de la trace est de 20 cm. (Gaz : hénogal + méthylal; impulsion HT : 6 kV; film : Kodak SO 265; ouverture : f/4.)

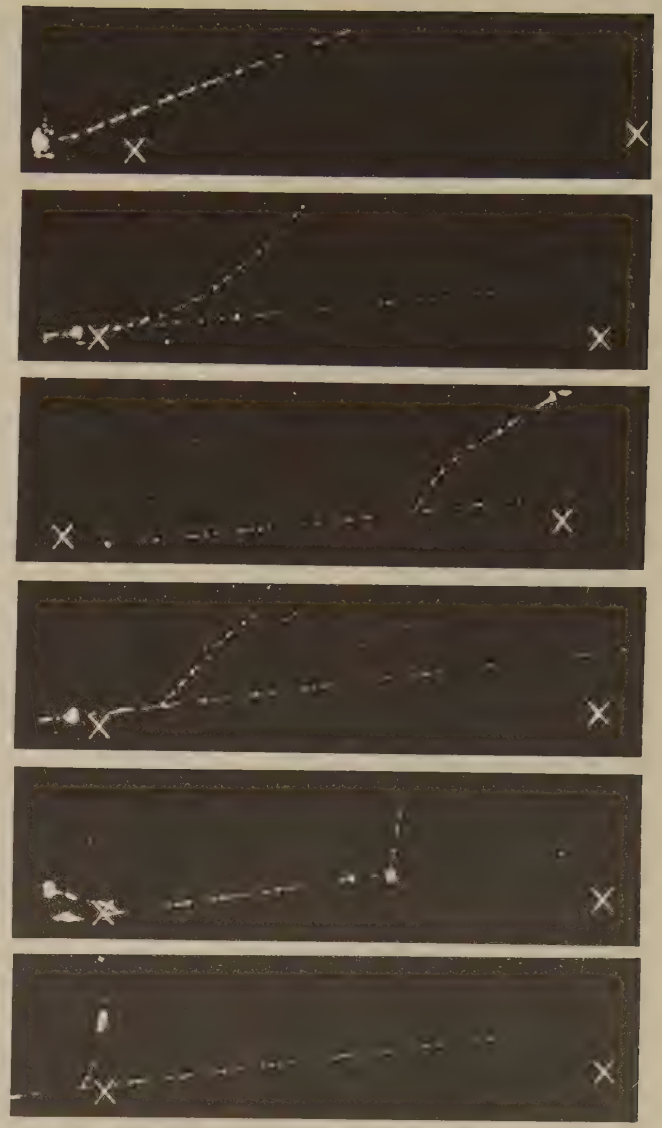


Fig. 35 Photographie dans une direction perpendiculaire aux électrodes des traces traversant la chambre en diagonale; la formation des trous est due au temps de montée médiocre (d'environ 40 nsec). (Gaz : hénogal + méthylal; impulsion HT : 6 kV; film : Kodak SO 265; ouverture : f/2,5.)

Fig. 36 La disparition presque totale des trous obtenue avec un meilleur temps de montée (environ 20 nsec). (Mêmes conditions que pour la figure 35.)

Fig. 37 Photographie à travers les cadres en plexiglas (dans une direction parallèle aux électrodes). On remarque la structure en escalier des traces vues dans cette direction.

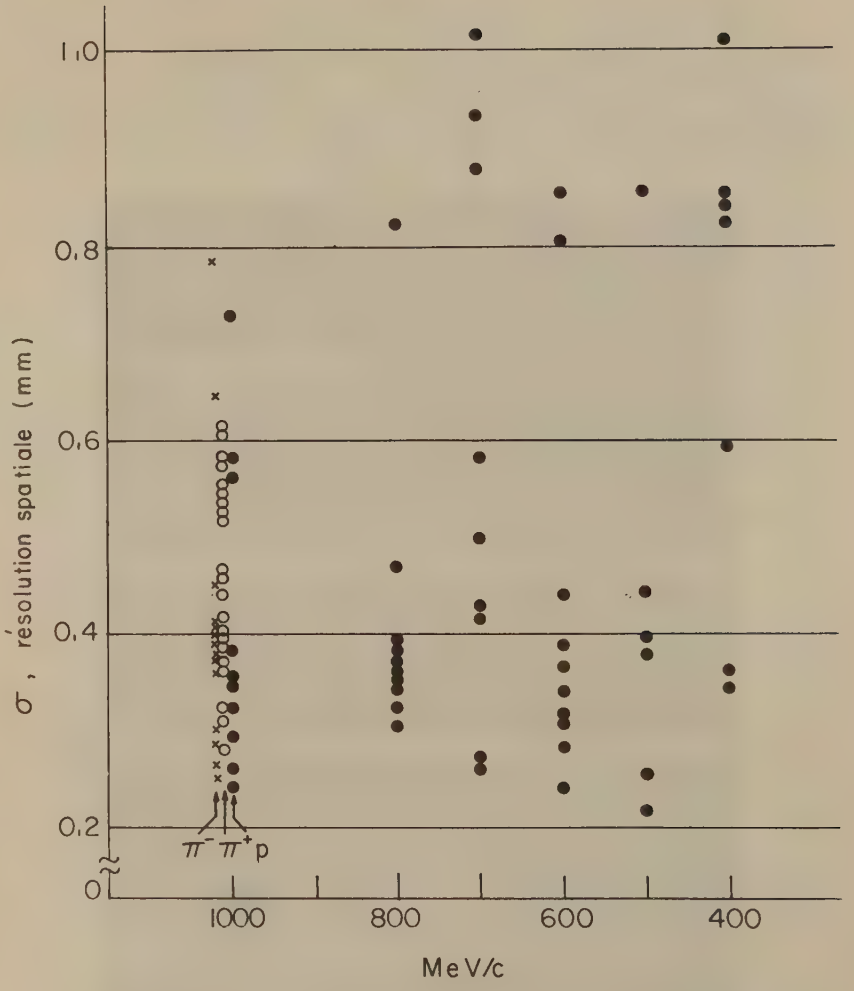


Fig. 38 L'écart standard σ définissant la résolution spatiale, donné en fonction de la quantité de mouvement des particules π^+, π^-, p.

4. LA FORMATION DES TROUS LE LONG DES TRACES DANS LES CHAMBRES A PROJECTION MULTI-INTERVALLES

Lors de l'analyse des traces photographiées dans nos chambres multi-intervalles, et particulièrement dans la chambre à trente-trois intervalles (voir Section 3 ci-dessus), nous avons pu constater l'apparition périodique de trous le long des traces (voir fig. 35).

L'existence de ces "zones mortes" le long des traces affecte leur homogénéité et peut ajouter des incertitudes importantes lors de la reconstruction des événements complexes.

Nous avons constaté que cet effet est entièrement dû au temps de montée médiocre des impulsions de haute tension.

Nous avons étudié ce phénomène quantitativement. On peut peut-être en tirer profit pour la détermination de l'angle de pénétration de la particule dans la chambre avec une seule vue de la trace.

4.1 Explication du phénomène

Les impulsions de haute tension appliquées aux chambres à étincelles ont en général la forme de la courbe représentée sur la figure 39.

Pendant le temps de montée de l'impulsion ($t = 0$ à t_r), la tension obéit avec une bonne approximation à la loi :

$$V(t) = \gamma t \ , \qquad (4.1)$$

où

$$\gamma = \frac{V_0}{t_r} \ .$$

Les électrons (et par suite les avalanches) formés par la particule ionisante dans l'espace entre les électrodes de la chambre, ont tendance à migrer vers la cathode durant ce temps de montée, sous l'influence du potentiel croissant; lors de la formation de l'étincelle, ils se trouvent à une distance d_m de leur position initiale.

Lorsque nous avons affaire à des chambres dans lesquelles la particule traverse plusieurs électrodes successives autour desquelles le champ électrique est périodiquement alterné, cet effet de migration cause des trous le long de la trace de la particule, du fait que le déplacement des électrons se fait alternativement dans des directions opposées.

Ce phénomène est illustré par la figure 40. Sur cette figure, la trace initiale de la particule est représentée par la ligne continue, tandis que la position finale des électrons est représentée par les lignes en pointillés.

Nous constatons que la largeur de la zone morte, où la totalité des électrons a été capturée par la cathode, dépend de la distance de migration d_m et de l'angle de pénétration α de la particule dans la chambre. Par contre, le rapport entre les zones "pleines" et les zones "mortes" reste constant, et égal au rapport entre la distance de migration et la largeur de la zone utile de l'intervalle interélectrodes : $d_m/(L - d_m)$.

La largeur de la zone morte est donnée par la relation suivante :

$$\ell = \frac{2d_m}{\text{tg } \alpha} \ . \qquad (4.2)$$

Cet effet de migration peut affecter considérablement l'efficacité des chambres ayant un petit intervalle interélectrodes. Un électron commençant sa migration à une certaine distance d_0 de la cathode atteint le potentiel d'ionisation V_{ion} après un temps t_1 (voir fig. 39); sa distance de migration pendant ce temps atteint la valeur d_1 : la formation de l'avalanche commence donc au point d_1 et doit être terminée sur la distance $L - d_1$ (fig. 41). Par conséquent, si cette distance $L - d_1$ est trop petite, l'avalanche n'atteindra jamais sa taille critique et il n'y aura pas formation d'étincelles.

4.2 Calcul de la distance de migration dans quelques gaz

La vitesse de migration des électrons suit des lois très complexes et diffère suivant les gaz; nous nous basons donc ici sur des courbes expérimentales de cette vitesse dans le néon[72], dans l'hélium[72,73] et dans l'argon[72,74,75], qui sont représentées sur la figure 42.

D'autre part, la vitesse de migration varie aussi en fonction du champ électrique normalisé E/p; nous devrons donc extrapoler les courbes pour trouver une pente moyenne b caractérisant cette variation dans certaines limites de E/p.

Pour certains gaz et pour un intervalle limité de variation de E/p, on peut prendre pour la vitesse de migration une approximation linéaire :

$$v = b \frac{E}{p} + c \ , \qquad (4.3)$$

c étant une constante.

Les valeurs de b et c extrapolées de la figure 42 pour l'hélium, le néon et l'argon sont représentées dans le tableau 4.

Tableau 4

Valeurs de b et c pour divers gaz

Gaz	E/p $\left[\frac{V}{cm \cdot mm\ Hg}\right]$	b $\left[\frac{cm^2 \cdot mm\ Hg}{V \cdot sec}\right]$	c $\left[\frac{cm}{sec}\right]$
He	0 à 3	$0{,}52 \times 10^6$	$0{,}4 \times 10^6$
	3 →	$1{,}33 \times 10^6$	$-2{,}1 \times 10^6$
Ne	0 →	$1{,}13 \times 10^6$	$0{,}4 \times 10^6$
Ar	0 à 2	$0{,}16 \times 10^6$	$0{,}3 \times 10^6$
	2 →	$0{,}38 \times 10^6$	$-0{,}2 \times 10^6$

Pour calculer la distance de migration nous partons des relations (4.1) et (4.3). Or :

$$E(t) = \frac{V(t)}{L} ,$$

où L est la largeur de l'intervalle interélectrodes. Nous pouvons donc écrire :

$$v = \frac{b\gamma t}{Lp} + c = \frac{V_0 \cdot b \cdot t}{t_r Lp} + c .$$

La relation de base pour le calcul de la distance de migration étant :

$$d_m = \int_0^{t_r} v(t)\, dt ,$$

nous aboutissons finalement à :

$$d_m = \frac{V_0 \cdot b}{t_r Lp} \int_0^{t_r} t\, dt + c \int_0^{t_r} dt . \qquad (4.4)$$

Du fait que, souvent, les valeurs de b et de c varient dans certains domaines de E/p, comme c'est par exemple le cas pour l'hélium et l'argon, nous prenons des valeurs différentes de b et de c dans ces domaines et aurons :

$$d_m = \sum_{k=0}^{k=r} \frac{V_0}{t_r Lp} b_k \int_{t_{k-1}}^{t_k} t\, dt + c_k \int_{t_{k-1}}^{t_k} \qquad \begin{matrix} k = 1, 2, \ldots, r \\ t_0 = 0 \end{matrix} \qquad (4.5)$$

4.3 Application numérique

Nous présentons ici le calcul de la distance de migration dans l'hélium, le néon et l'argon. Comme modèle nous prenons la chambre à trente-trois intervalles, où cette distance de migration a pu être établie expérimentalement et ainsi comparée à la valeur calculée. Nous avons :

$$V_0 = 6000 \text{ V} ,$$
$$L = 0{,}7 \text{ cm} ,$$
$$p = 760 \text{ mm Hg} .$$

4.3.1 Néon

Du fait que, dans les limites de cette application, les valeurs de b et c restent sensiblement constantes (voir tableau 4) le calcul est rendu très simple.

En appliquant directement la relation (4.4) nous trouvons :

$$d_m = \left(\frac{V_0 \cdot b}{2Lp} + c\right) t_r ,$$

$$d_m \cong 7 \times 10^6 \; t_r \text{ (cm)} .$$

4.3.2 Hélium

Nous divisons le domaine de variation en deux parties :

a) $E/p = 0$ à 3 (V/cm · mm Hg) ,

d'où

$$V_1 = 1600 \text{ V} \quad \text{et} \quad t_1 = \delta t_r \qquad \left(\delta = \frac{V_1}{V_0} \simeq 0{,}27\right) .$$

b) $E/p = 3$ à $11{,}3$ (V/cm · mm Hg) .

En employant cette fois la relation (4.5), nous avons :

$$d_m = \frac{V_0}{t_r Lp}\left[\frac{b_1}{2}\left|t^2\right|_0^{\delta t_r} + \frac{b_2}{2}\left|t^2\right|_{\delta t_r}^{t_r}\right] + c_1\left|t\right|_0^{\delta t_r} + c_2\left|t\right|_{\delta t_r}^{t_r} =$$

$$= \left\{\frac{V_0}{2Lp}\left[\delta^2 b_1 + (1-\delta^2)b_2\right] + \left[\delta c_1 + (1-\delta)c_2\right]\right\} t_r ,$$

d'où :

$$d_m \cong 6 \times 10^6 \; t_r \text{ (cm)} .$$

4.3.3 Argon

Divisant également le calcul en deux parties, nous pouvons utiliser la relation établie pour l'hélium. Cette fois :

$$a) \quad E/p = 0 \text{ à } 2 \quad (V/cm \cdot mm\ Hg) ,$$

d'où

$$V_1 = 1060\ V \quad \text{et} \quad \delta \simeq 0{,}18 .$$

$$b) \quad E/p = 2 \text{ à } 11{,}3 \ (V/cm \cdot mm\ Hg) .$$

Nous obtenons finalement :

$$d_m \cong 2 \cdot t_r \ (cm) .$$

Le gaz de remplissage dans notre chambre était un mélange d'hélium et de néon, et le temps de montée des impulsions était de l'ordre de 40 nsec. Comme la distance de migration en fonction du temps de montée se trouve être très voisine dans les deux gaz, nous pouvons utiliser avec une bonne approximation la relation pour le néon, qui forme 70% de notre mélange.

Nous trouvons ainsi que dans nos conditions de travail la distance de migration est environ de :

$$d_m \cong 7 \times 10^6 \times 40 \times 10^{-9} = 2{,}8 \text{ mm} .$$

Nous pouvons déduire la distance de migration de la figure 43, qui représente une fraction de trace, photographiée dans une direction parallèle aux électrodes (dans le mode des chambres à étincelles).

La longueur des trous se trouve être environ de 30 mm. L'angle sous lequel la particule a pénétré dans la chambre est de 10° (mesuré sur la photo).

Employant la relation (4.2), nous trouvons :

$$d_m = \frac{\ell \ \mathrm{tg}\ \alpha}{2} ,$$

$$d_m \cong 2{,}7 \text{ mm} .$$

On constate que malgré toutes les approximations dans le calcul de la distance de migration, la valeur calculée correspond bien à celle déterminée expérimentalement.

4.4 Détermination de l'angle de pénétration

Malgré les désavantages causés par l'inhomogénéité des traces, nous avons constaté que l'on peut tirer un certain profit de l'existence des zones mortes lorsqu'elles n'ont pas une longueur excessive.

Mesurant la largeur ℓ de zone morte, nous pouvons facilement déterminer l'angle de pénétration α de la particule dans la chambre.

La relation déterminant cet angle est très simple (voir fig. 40) :

$$\alpha = \text{arctg} \frac{2L}{a} , \qquad (4.6)$$

a étant la distance entre les centres de deux zones mortes (ou utiles).

Il est clair que cette mesure dè l'angle, utilisant une seule vue de la chambre, n'est pas précise, car il existe une incertitude sur la mesure de a, qui dépend de la densité des étincelles (celle-ci étant, dans nos chambres, de 3 à 5 étincelles par cm).

Par contre, cette méthode peut servir d'outil très simple à utiliser par les physiciens lors des premières analyses de résultats des expériences.

Nous rappelons ici que, malgré la formation des zones mortes, le renseignement sur la position exacte du passage de la particule peut être obtenu grâce à la vue stéréoscopique.

Cet effet de migration existe aussi dans les chambres à dards, où toute la trace est déplacée, créant ainsi également une incertitude sur l'endroit exact du passage de la particule.

D'après nos calculs concernant la distance de migration, il ressort que celle-ci est trois fois plus petite dans l'argon du fait de sa moindre vitesse de migration.

A première vue, il semblerait que l'emploi de ce gaz serait intéressant; mais il ne faut pas oublier que les champs électriques devraient être pratiquement triplés dans l'argon et l'intensité lumineuse des étincelles est plus faible.

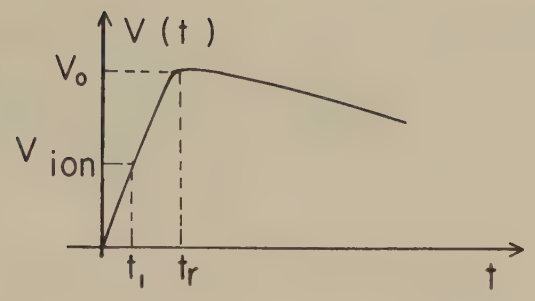


Fig. 39 La forme de l'impulsion dans les chambres à projection

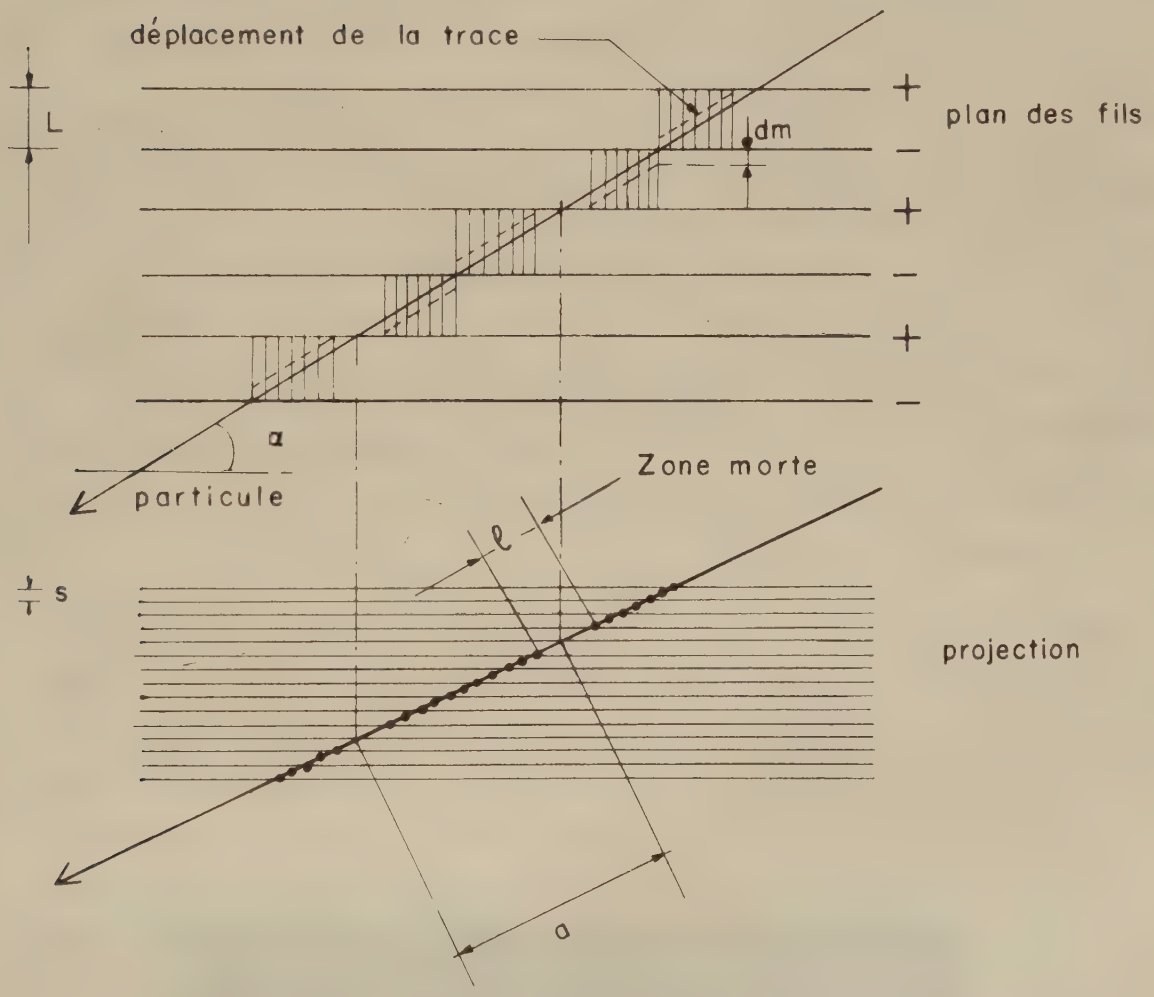


Fig. 40 Représentation schématique du phénomène de la formation des zones mortes le long des traces traversant plusieurs électrodes

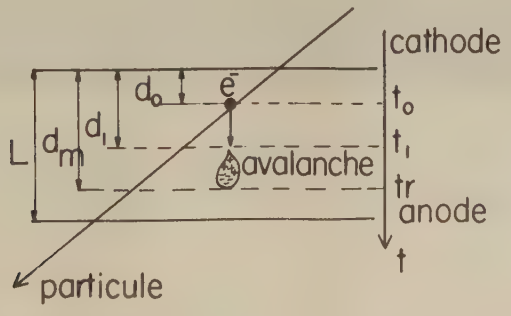
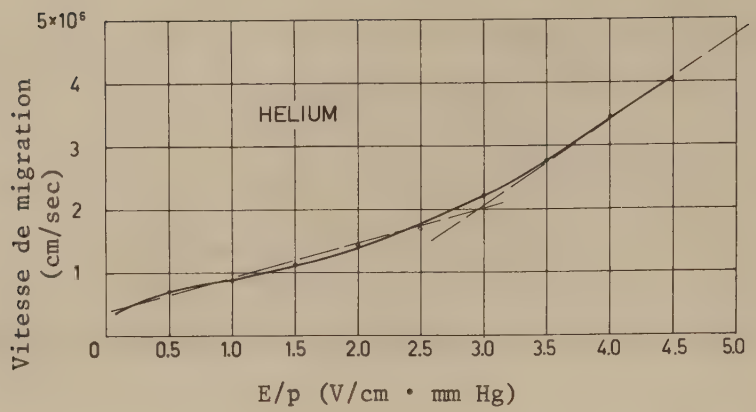
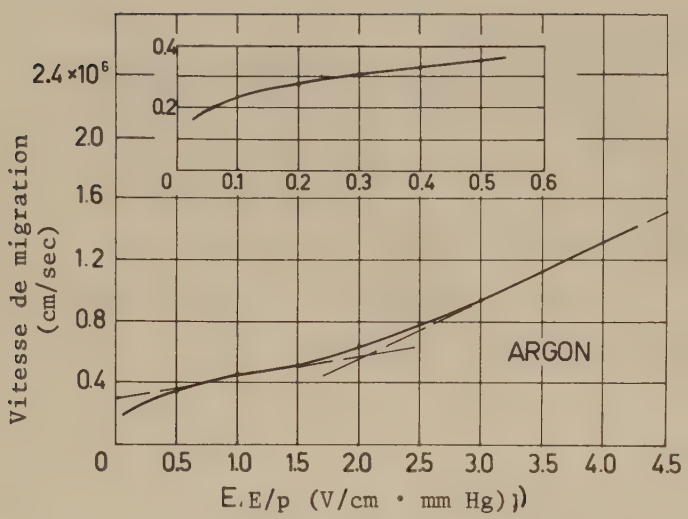


Fig. 41 La distance de migration en fonction du temps





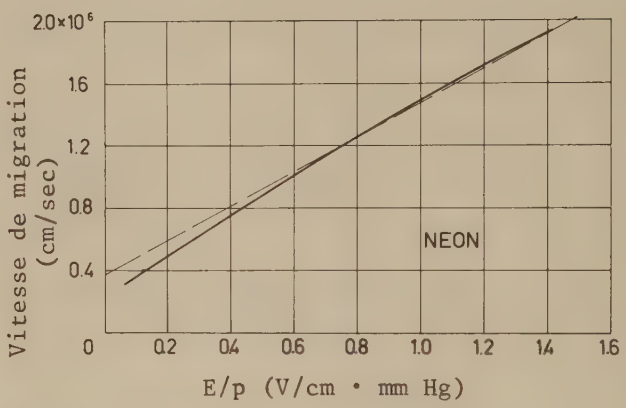


Fig. 42 Courbes expérimentales de la vitesse de migration des électrons en fonction du champ électrique dans le néon, l'hélium et l'argon. L'approximation linéaire est présentée par les traits pointillés.

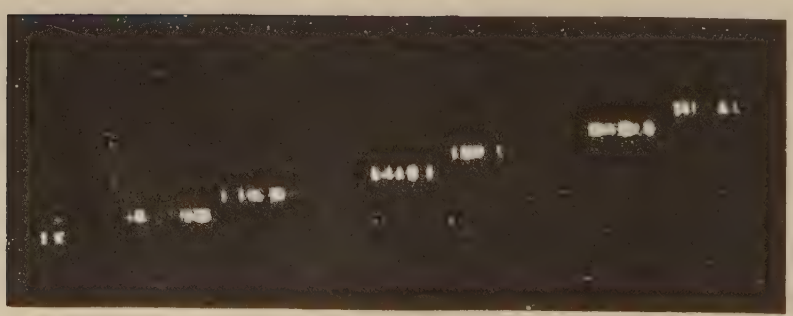


Fig. 43 Une fraction d'une trace photographiée dans une direction parallèle aux électrodes. On remarque clairement le passage à travers les électrodes correspondant au modèle établi par la figure 40.

5. LE SYSTEME PHOTOGRAPHIQUE

Le système optique utilisé pour la photographie des événements dans les chambres à projection multi-intervalles est déterminé par la construction particulière de celles-ci.

Du fait de la structure "cristalline" constituée par l'ensemble de plans de fils bien alignés, un système optique dit "télécentrique"[76] doit être employé. Le but d'un tel système est de focaliser les rayons lumineux issus des étincelles le long des canaux formés par les rangées des fils. Seuls les rayons lumineux issus parallèlement à l'axe optique sont utiles à la photographie, du fait qu'eux seuls sont focalisés au point (ou à la ligne) focal(e) de la lentille.

5.1 Le système télécentrique

Le système télécentrique (fig. 44a) est caractérisé par le fait qu'un objet A donne lieu à une image B, à l'aide d'une lentille et d'un système de viseur (oeil ou caméra). Le diaphragme du viseur doit se situer dans le point focal de la lentille.

Lorsque la position de l'objet par rapport à la lentille varie, l'image reste de même taille; seule sa netteté est affectée. La formation de l'image est montrée sur la figure 44b : l'objet A donne, à travers la lentille, une image virtuelle A′ qui, elle, se transforme en une image réelle B à l'aide du viseur. Les distances focales sont respectivement f_1 et f_2. La réduction optique $1/\gamma$ du système est donnée par la relation :

$$1/\gamma = \frac{h'}{h} = \frac{a_2}{f_1} .$$

La figure 45 montre la photo d'une chambre de 20 cm × 80 cm, ayant 33 plans de fils de diamètre 0,2 mm espacés tous les 1,5 mm; la distance entre les plans est de 7 mm, ce qui correspond à une profondeur de 230 mm environ.

La figure 45a montre une vue de la chambre sans la lentille. On remarque que seule la partie centrale de la chambre est transparente. La figure 45b représente la chambre précédée d'une lentille plano-cylindrique en plexiglas, de taille 75 cm × 130 cm, ayant une distance focale de 360 cm. On peut remarquer la transparence de la chambre photographiée cette fois-ci par un système télécentrique. Sur la figure 45c, les conditions sont les mêmes qu'en 45b, à part le fait que le diaphragme de l'objectif de la caméra n'est plus situé sur la ligne focale de la lentille, mais environ 5 cm à côté d'elle; la chambre est ainsi devenue entièrement opaque, ce qui montre bien l'importance du système télécentrique.

5.2 Aberrations optiques d'un système télécentrique

On peut distinguer deux groupes d'aberrations optiques dans un système télécentrique : celles qui détériorent la qualité de l'image, et celles qui détériorent la géométrie de l'image.

Dans le premier groupe, il s'agit surtout de l'aberration sphérique de la lentille (celle de l'objectif de la caméra est négligeable). L'aberration sphérique, qui consiste à avoir un "cercle focal" au lieu d'un point focal, peut être réduite au minimum (mais pas à zéro), par le choix correct de la forme de la lentille, ainsi que de sa position par rapport à la chambre (dans le cas d'une lentille plano-convexe, par exemple, la surface courbe doit être placée contre la chambre).

Le deuxième groupe d'aberrations est dû à la déformation de l'image causée, soit par des erreurs d'alignement de l'axe optique du système, soit par des défauts d'usinage des lentilles et leurs effets géométriques (par exemple, erreur de réduction, due à l'effet des plans parallèles de la lentille cylindrique; transformation des lignes droites en courbes aux bords de la lentille, due à l'effet marginal d'une lentille sphérique, etc.). Si l'on ne peut pas éliminer complètement ce genre d'aberrations, on peut du moins en tenir compte en effectuant des calibrations lors de la reconstitution des images.

5.3 Choix de la lentille

Comme il s'agit de lentilles de très grande taille, on pourra utiliser des matériaux comme le plexiglas ou le perspex. Par rapport aux lentilles en verre, le poids sera réduit de moitié et le prix d'un facteur 10 environ. Bien qu'on puisse obtenir le minimum d'aberrations sphériques par l'assemblage de plusieurs lentilles de formes différentes, le prix pour un tel système sera très élevé. En utilisant une lentille sphérique biconvexe on pourra réduire également au minimum l'aberration sphérique en ayant pour les surfaces les rayons suivants[77] (pour $n = 1,5$) :

$$r_1 = 0,583\,f\,,$$
$$r_2 = 3,512\,f\,,$$

où la surface ayant r_1 doit être face à l'objet photographié. L'aberration sphérique peut être réduite presque à zéro en utilisant des lentilles asphériques; une excellente lentille sera par exemple une lentille plano-hyperbolique, mais son coût est très élevé.

Les lentilles qui seront utilisées en général sont des lentilles plano-cylindriques ou plano-sphériques. Malgré leur inconvénient de déformer l'image par l'effet de plans parallèles, les lentilles plano-cylindriques ont un

avantage important sur les lentilles plano-sphériques pour la photographie stéréoscopique. Dans ce cas, une seule lentille peut être utilisée (fig. 46a) au lieu de deux lentilles plano-sphériques (fig. 46b). Comme il a été déjà mentionné, l'effet de plans parallèles peut être corrigé par calibration.

5.4 Profondeur de champ

Lorsqu'on photographie des traces dans une chambre, la profondeur de champ est d'une importance primordiale pour la qualité de l'image.

La figure 47 montre l'image d'un point se trouvant à une distance a d'une lentille. Les points "objet" se trouvant dans la zone b' + b" donnent lieu à une image de taille u formant une sorte de halo *(blur)* autour du point. La taille acceptable de ce halo est normalement définie (par exemple, pour indiquer la profondeur de champ sur des objectifs de caméra) en fonction de la distance focale :

$$u = \frac{f}{1000}$$

ou en fonction de la diagonale de l'image d

$$u = \frac{d}{1000} .$$

La profondeur de champ est définie alors par :

$$D = b' + b'' .$$

De la figure 47 on peut déduire la relation reliant la profondeur de champ aux paramètres optiques :

$$D \approx 2uk\gamma(1 + \gamma)$$

où u est la taille du halo, k le numéro de diaphragme de l'objectif (k = f/diamètre de l'ouverture), et $1/\gamma$ est le coefficient de réduction optique (taille de l'image/taille de l'objet).

Généralement on part de la profondeur de champ (qui est souvent égale à la profondeur de la chambre), et on essaie de fixer les autres paramètres. Par exemple, pour une profondeur de chambre de 400 mm et un halo de 0,05 mm, nous avons les possibilités suivantes :

k	→	γ
4		32
5,6		27
8		22

5.5 Film employé

Nous employons un film Kodak SO 265 spécialement conçu et largement employé pour la photographie dans toutes sortes de chambres à étincelles et même dans les chambres à dards, où la luminosité des traces est très faible. C'est un film très sensible (5000 ASA) qui offre également une bonne résolution (54 paires-lignes par mm).

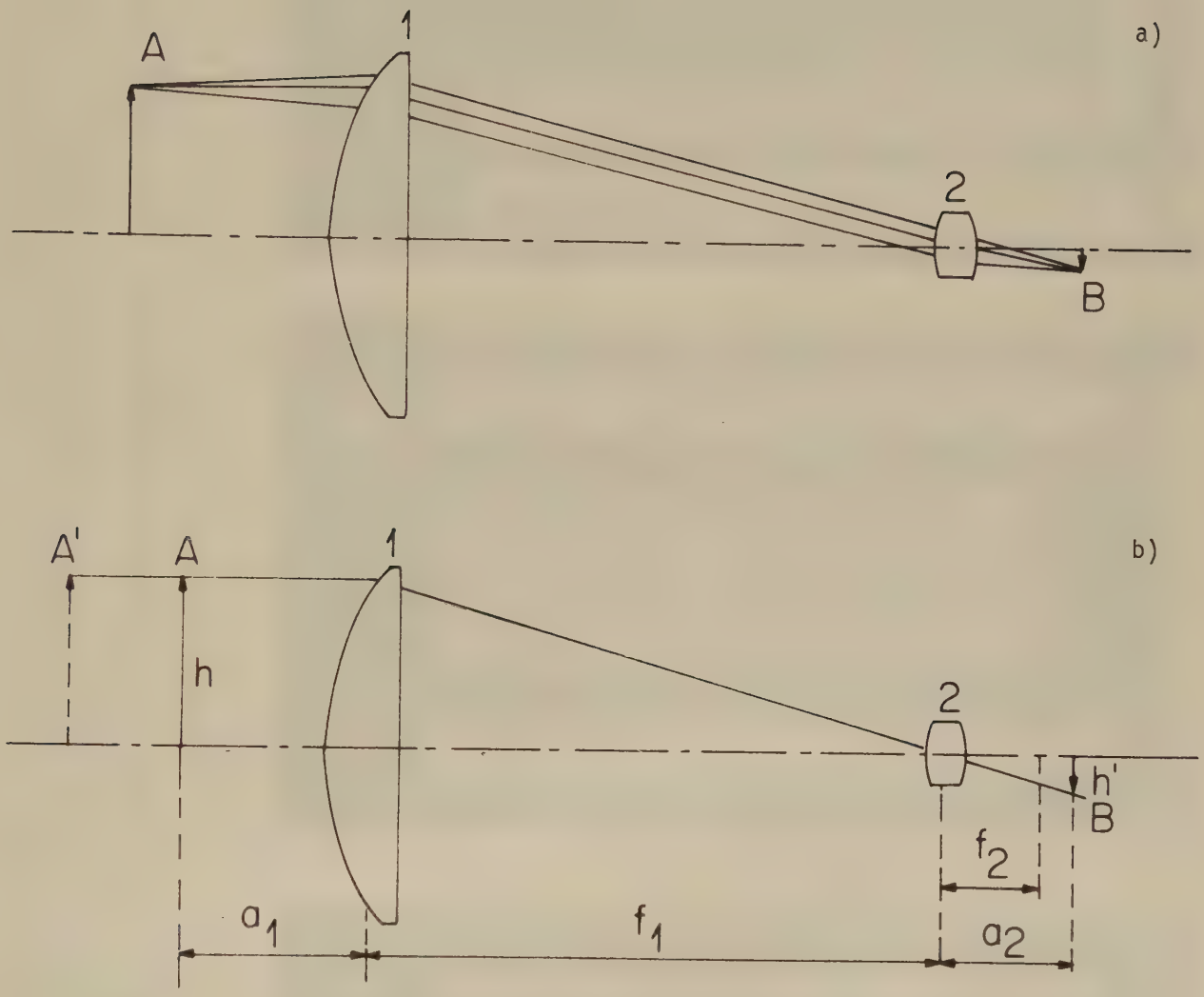
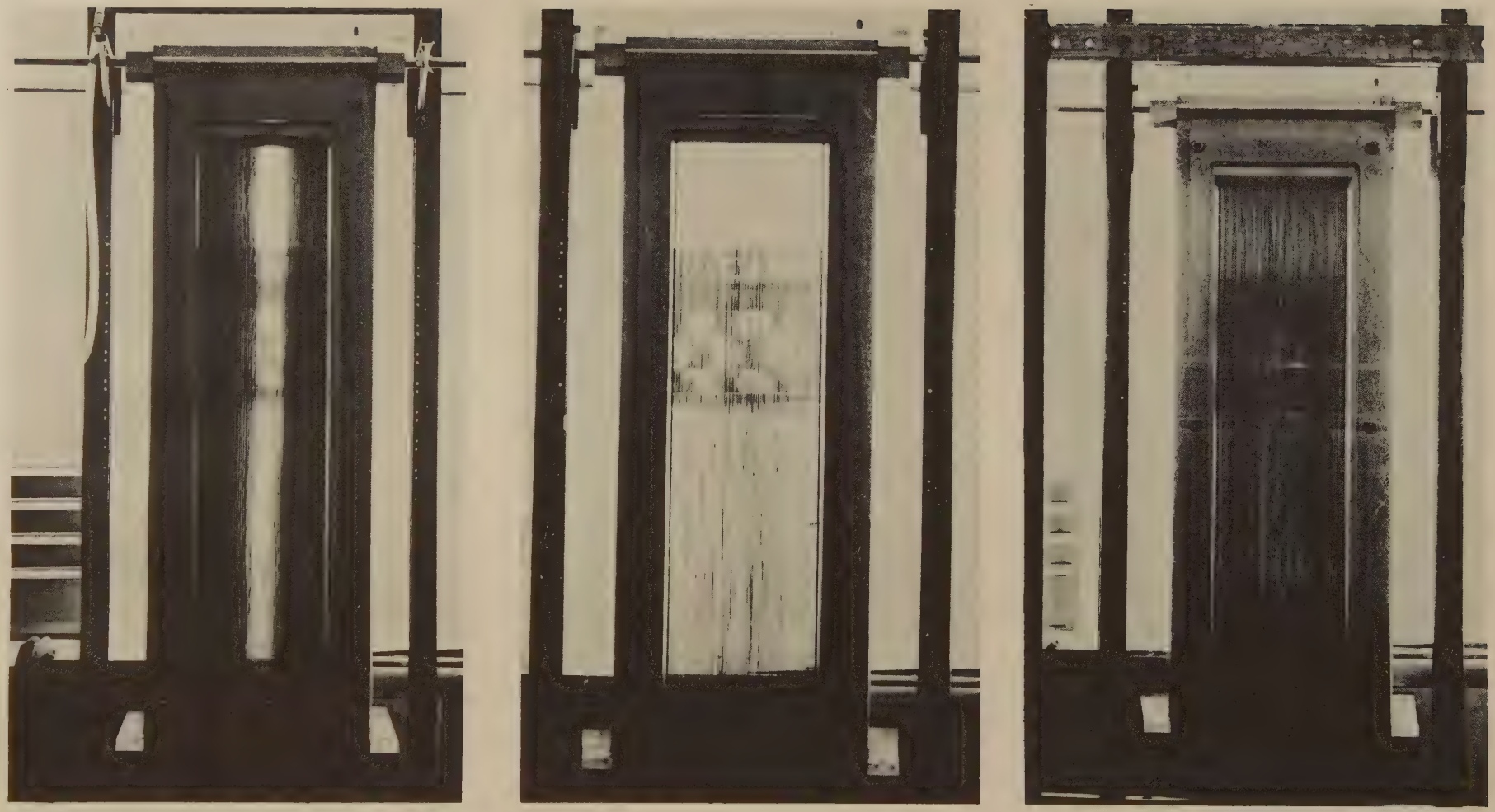


Fig. 44 Le système optique télécentrique :

a) Représentation schématique du principe télécentrique;
b) La formation de l'image par le système : un objet A donne une image virtuelle A' à l'aide de la lentille 1. Cette image virtuelle est transformée en une image réelle B à l'aide de l'objectif du viseur 2.



a) b) c)

Fig. 45 L'influence de la lentille sur la transparence d'une chambre à trente-trois intervalles :

a) Photographie sans lentille;
b) Photographie avec lentille, objectif sur l'axe optique, la chambre est "transparente";
c) Photographie avec lentille, objectif hors de l'axe optique, la chambre est "opaque".

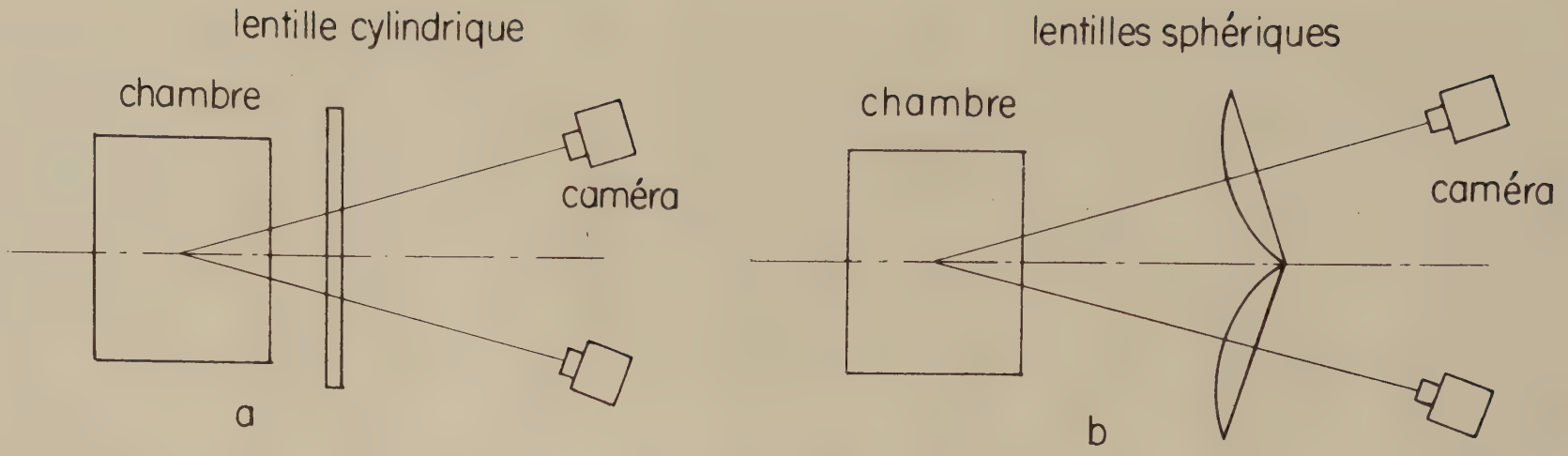


Fig. 46 La photographie stéréoscopique :

a) A l'aide d'une lentille cylindrique;
b) A l'aide de deux lentilles sphériques.

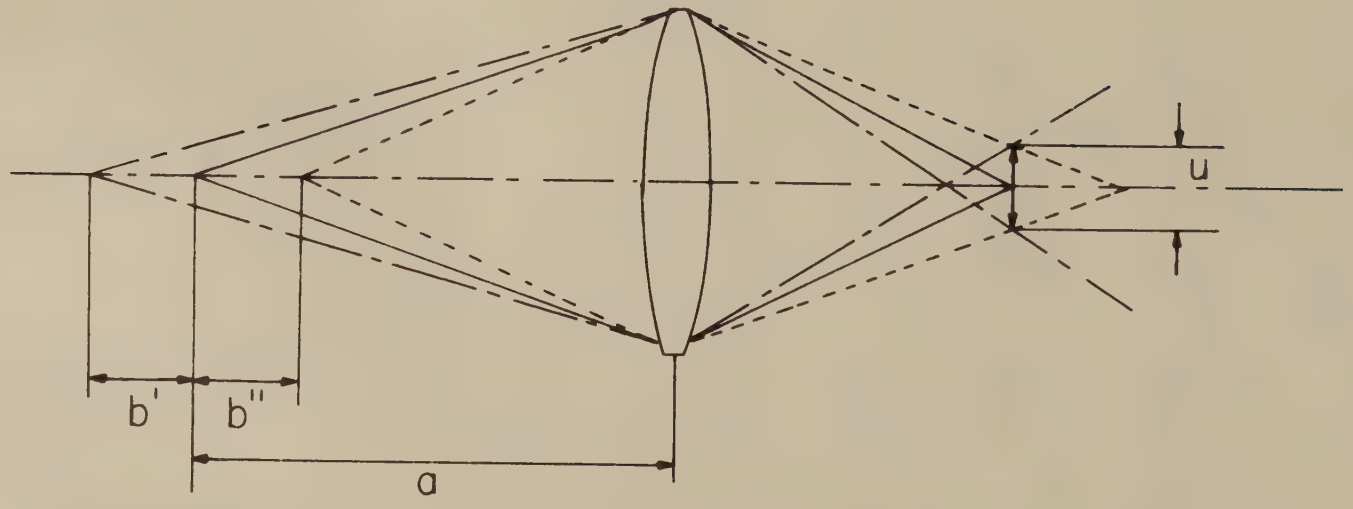


Fig. 47 Représentation schématique de la formation d'un halo autour d'un point image

6. ETUDE DES PARAMETRES DES CHAMBRES A PROJECTION[68)]

Lors de plusieurs essais des chambres à projection, nous avons pu remarquer quelquefois des phénomènes empêchant leur fonctionnement normal; à la place des traces, nous n'avons aperçu que des bouts de traces, ou parfois des décharges brusques sur les fils, même en l'absence d'une source de rayonnement (fig. 48, a et b).

Nous sommes parvenus à la conclusion que ceci peut être dû à la géométrie de la chambre, c'est-à-dire aux valeurs respectives des divers paramètres de celle-ci : diamètre des fils d, séparation entre les fils s et distance entre les plans des fils L.

Dans les cas de diamètres de fils trop faibles ou de distances trop grandes entre eux, la charge électrique q par fil peut dépasser une valeur critique à partir de laquelle on observe le phénomène de décharge spontanée sur le fil.

Nous avons entrepris une étude systématique de ces paramètres, utilisant quelques gaz généralement employés dans les chambres à étincelles : l'hénogal (70% Ne, 30% He), l'hélium et l'argon.

Nous avons tout d'abord cherché expérimentalement la charge critique par fil en fonction du diamètre de fil et du gaz; cela nous a permis de calculer les valeurs des paramètres pour lesquelles nous avons des étincelles dans la région de champ uniforme entre deux plans de fils, sans avoir de décharges spontanées autour des fils.

6.1 Etude expérimentale

Pour l'étude de la charge électrique critique q_c sur le fil, nous avons construit une chambre cylindrique à un seul fil, interchangeable, de diamètre variable (fig. 49). Nous avons appliqué sur cette chambre, tantôt une tension continue (+ et -), tantôt des impulsions de durée variable, en modifiant le gaz de remplissage (hénogal, He, Ar) et en lui ajoutant certaines quantités de méthylal $\left[(OCH_3)_2CH_2\right]$ qui est un agent limitant la propagation des décharges parasites.

Les diamètres de fil essayés étaient de : d = 20, 40, 70, 100, 150 et 200 µm.

6.1.1 Essai en tension continue

Nous avons appliqué sur le fil une tension continue tantôt positive tantôt négative, le boîtier de la chambre étant à la masse; la décharge sur le fil a été observée directement à l'oscilloscope.

La décharge était visible dans l'obscurité : lorsque nous appliquions une tension positive sur le fil, celui-ci s'entourait d'une gaine continue lumineuse produite par l'effet corona positif; une tension négative produisait des décharges localisées le long du fil.

6.1.2 Essai en tension pulsée

Nous avons appliqué des impulsions négatives de durée allant de 150 nsec à 24 µsec. L'observation de la décharge a été faite par un photomultiplicateur fixé à la fenêtre de la chambre.

6.2 Résultats concernant la charge critique

Nous pouvons définir la charge critique par la relation :

$$q_c = V_c C \ , \qquad (6.1)$$

où

q_c : charge critique,
V_c : potentiel critique menant à la décharge,
C : capacité de la chambre.

Comme nous sommes en géométrie cylindrique, la capacité est donnée par la relation :

$$C = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln (b/a)} \ , \qquad (6.2)$$

où a est le diamètre du fil et b le diamètre intérieur de la chambre; ε_r, la constante diélectrique relative, est prise avec une bonne approximation comme étant égale à 1 quel que soit le gaz utilisé. Le tableau 5 indique les valeurs de la capacité pour les diamètres de fils utilisés.

Tableau 5

Capacités en fonction des diamètres de fil

Diamètre du fil (µm)	C (pF/m)
20	7,12
40	7,81
70	8,47
100	8,96
150	9,60
200	10,10

La charge critique statique en fonction du diamètre du fil et du gaz de remplissage est donnée par la figure 50a, b, c; les résultats pour le régime pulsé sont donnés, pour un diamètre de fil de 150 µm, par la figure 51a, b, c. Pour d'autres diamètres de fil, les résultats en régime pulsé sont environ les mêmes.

Remarque

Dans les gaz purs (sans agent auto-coupeur) nous pouvons remarquer que la tension critique est plus élevée lorsque des potentiels négatifs sont appliqués sur le fil, bien qu'à première vue on soit amené à croire à l'effet contraire, du fait de l'émission d'électrons par le fil.

On pourrait donner à ce phénomène l'explication suivante :

Supposons que les avalanches dans le gaz soient produites près du fil, du fait de la zone de champ fort.

i) Un potentiel positif est appliqué sur le fil. Les avalanches restent au niveau du fil et se développent dans la zone de champ fort.

ii) Un potentiel négatif est appliqué sur le fil. Les avalanches se développent dans la direction de l'anode, donc ont tendance à quitter la zone de champ fort autour du fil; il faut donc un potentiel plus élevé (un champ plus intense) pour arriver à la décharge.

A mesure qu'on diminue le diamètre du fil, ce phénomène se produit plus rarement : en effet, le champ autour du fil sera alors suffisamment intense pour produire une émission spontanée d'électrons par le métal et surtout par les irrégularités du métal.

Les résultats concernant l'essai en régime pulsé présentent une certaine anomalie : le potentiel critique semble en effet être plus élevé pour un gaz contenant un agent auto-coupeur, mais ceci seulement pour des impulsions de haute tension de durée 100 nsec > RC > 10 µsec; pour les impulsions de durée intermédiaire, le potentiel critique est plus élevé pour un gaz pur.

Ce phénomène pourrait être dû à l'effet Penning, donc à une ionisation du gaz par des états métastables, mais ce mécanisme étant très complexe dans le cas des gaz contenant des impuretés, nous ne pourrons pas donner d'explication à ce phénomène.

Pour les impulsions de longue durée, ainsi que pour le régime statique, le potentiel critique dans le gaz impur sera plus élevé du fait de l'absorption des photons ultra-violets par l'agent auto-coupeur, ce qui freine la propagation des dards *(streamers)*.

Quant aux fils de grand diamètre, à partir du moment où le potentiel critique négatif est atteint, on peut descendre en tension tout en gardant la décharge sur le fil, même en dessous du potentiel critique positif (fig. 52).

6.3 Calcul des paramètres s, d, L

Pour le calcul des paramètres, nous pouvons employer avec une bonne approximation la relation[28] exprimant la charge sur un fil en fonction de la géométrie des plans des fils et du potentiel (fig. 53) :

$$q = \frac{V_0}{2\left[(\pi L/s) - \ln(\pi d/s)\right]} , \qquad (6.3)$$

où q est la charge, V_0 le potentiel appliqué entre les deux électrodes, L la distance entre deux plans de fils, s l'intervalle entre deux fils, et d le diamètre du fil.

A partir de cette relation, nous pouvons calculer la valeur de s en fonction de d, L et $q_c(d)$, qui est la charge critique trouvée expérimentalement. Les résultats figurent dans les figures 54.

Remarque

Etant donné qu'en régime pulsé, la valeur de la tension critique est environ le double de la valeur statique pour des conditions de fonctionnement usuelles dans les chambres à projection (1% de méthylal, impulsions de longueur de 1 µsec), nous pourrons employer dans les calculs des paramètres, un facteur d'optimisation de deux pour la charge critique obtenue expérimentalement :

$$q'_c = 2q_c . \qquad (6.4)$$

Il est clair que, dans d'autres conditions de fonctionnement, il faudrait modifier ce facteur. Pour donner une marge de sécurité dans le choix des paramètres, le potentiel de fonctionnement a été choisi supérieur au potentiel habituel. Toutefois, nous donnons en annexe les résultats du calcul pour des potentiels inférieurs.

6.4 Discussion

Pour vérifier nos résultats, nous avons effectué des essais sur quelques chambres à projection.

Une chambre, remplie d'hénogal pur, sur laquelle on applique des impulsions de V_0 = 5 kV de 1 µsec de durée, fonctionnait correctement avec les paramètres L = 5 mm, d = 50 µm et s = 1 mm. Si l'on doublait l'intervalle entre les fils s = 2 mm, la chambre ne fonctionnait plus. Or en calculant la valeur de q on

trouve que, dans le premier cas, on était en dessous de la charge critique, tandis que dans le deuxième on la dépassait (ceci pour des impulsions négatives de largeur = 1,2 µsec) (fig. 48a et c). Dans le cas des impulsions positives, on est aussi à la limite du fonctionnement correct, même avec la condition s = 1 mm (fig. 48b et d). De même, une chambre dont les paramètres sont : L = 7 mm, s = 1,5 mm, sur laquelle on appliquait des impulsions de V_0 = 8 kV, ne fonctionnait pas avec d = 70 µm; avec d = 200 µm, le fonctionnement a été tout à fait correct.

Du fait que dans des chambres comportant un grand nombre de plans on a alternativement des potentiels positifs et négatifs, il convient d'ajuster les paramètres au cas le plus défavorable; nous avons de ce fait choisi pour les calculs les charges critiques positives, qui sont inférieures aux charges critiques négatives.

Le réseau de paramètres a été établi pour des intervalles entre électrodes de 5, 10, 20 et 40 mm; il est facilement extrapolable à des valeurs intermédiaires.

Les résultats concernant le choix de paramètres ont été établis selon des conditions de fonctionnement pessimistes des chambres à projection; toutefois en appliquant la relation (6.3) avec les valeurs expérimentales de la charge critique, il est possible d'établir un autre réseau de paramètres pour d'autres conditions de fonctionnement ainsi que pour d'autres types de chambres.

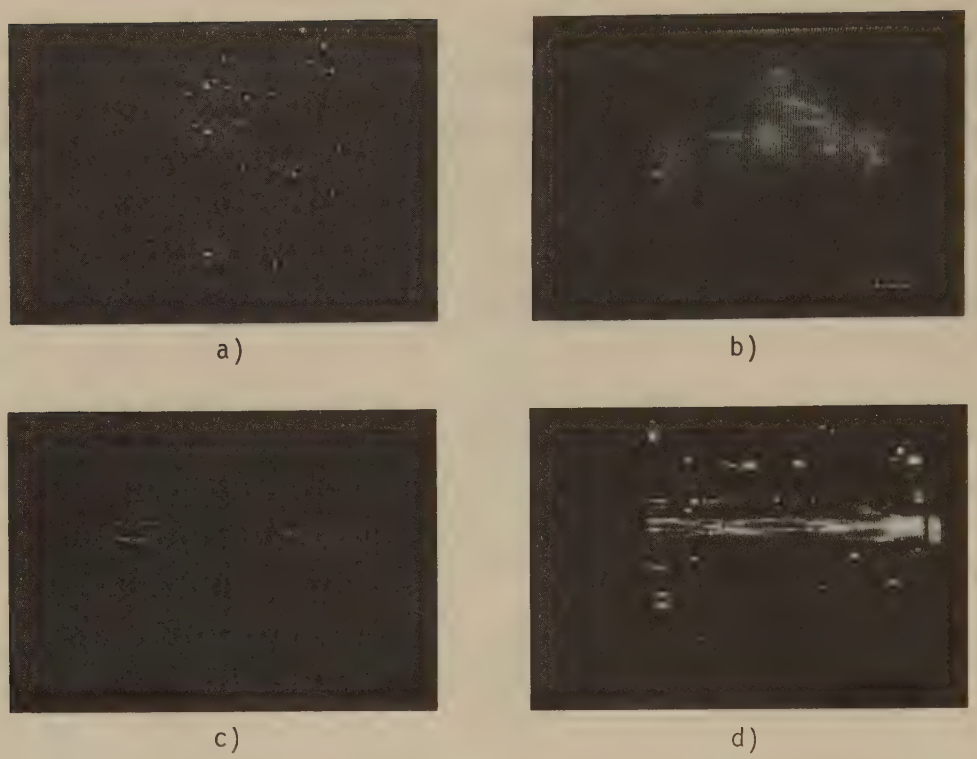


Fig. 48 Chambre de 20 × 20 cm ayant deux intervalles de L = 5 mm remplie d'hénogal pur. Photos prises avec film Polaroid type 107, 3000 ASA avec ouverture f/5,6 :

a) Impulsion de 5 kV négative, RC : 1,2 µsec, distance entre fils : 2 mm;
b) Impulsion de 5 kV positive, RC : 1,2 µsec, distance entre fils : 2 mm;
c) Impulsion de 5 kV négative, RC : 1,2 µsec, distance entre fils : 1 mm;
d) Impulsion de 5 kV positive, RC : 1,2 µsec, distance entre fils : 1 mm.

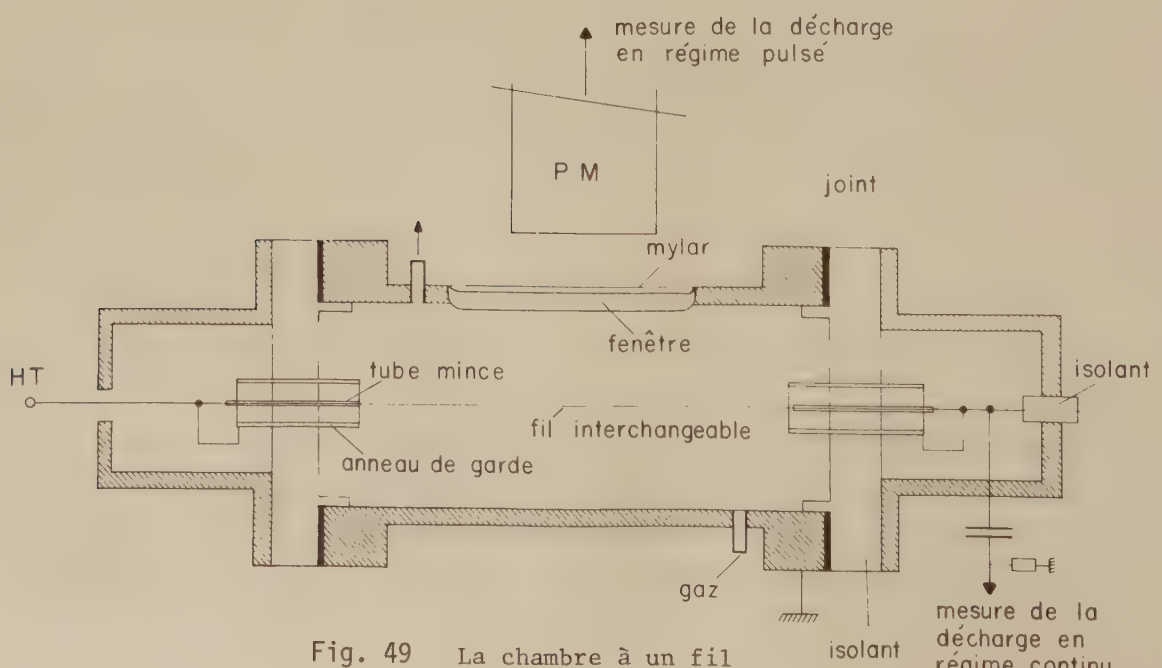


Fig. 49 La chambre à un fil

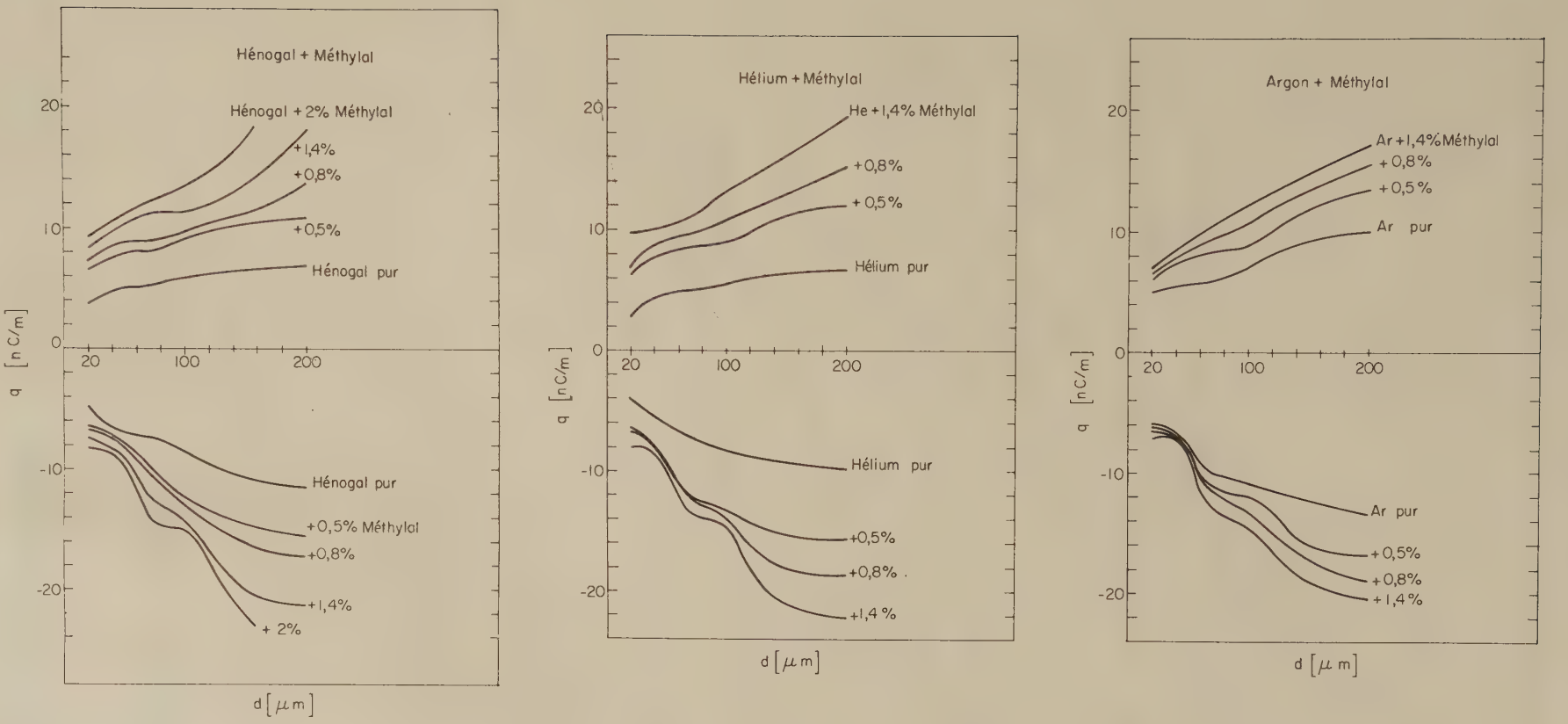


Fig. 50 La charge critique, en fonction du diamètre du fil, pour une tension statique avec les gaz de remplissage suivants :

a) Hénogal;
b) Argon;
c) Hélium.

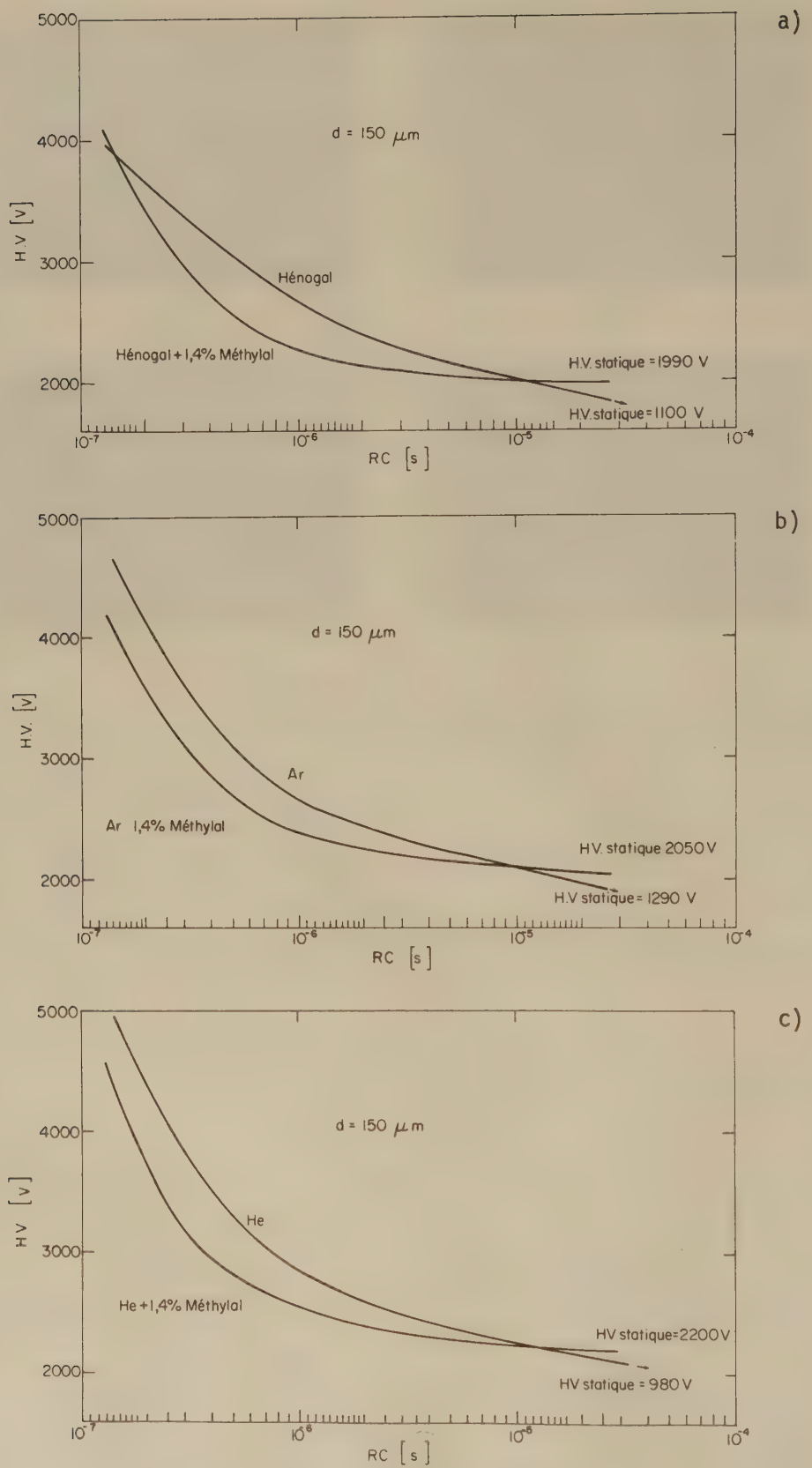


Fig. 51 Essais en tension pulsée, avec un fil de 150 μm de diamètre, dans du gaz pur et avec 1% de méthylal :

a) Hénogal;
b) Argon;
c) Hélium.

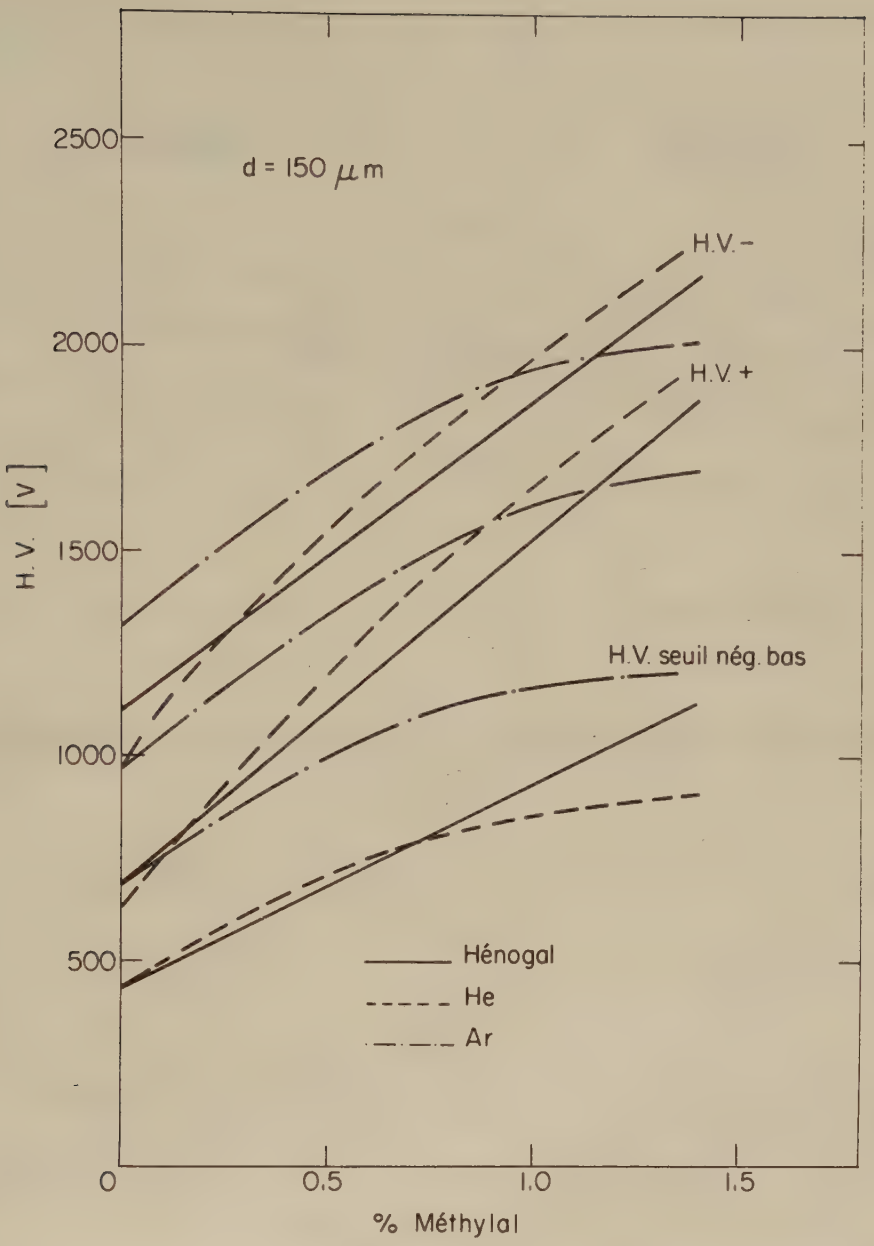


Fig. 52 Tension critique statique, en fonction de la quantité de méthylal, pour un fil de 150 µm. On remarque que le seuil négatif est en dessous du seuil positif.

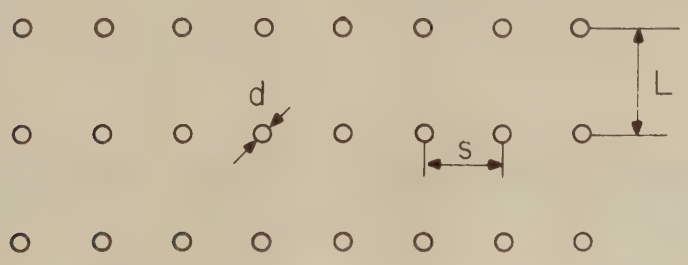


Fig. 53 Schéma de la géométrie des plans de fils

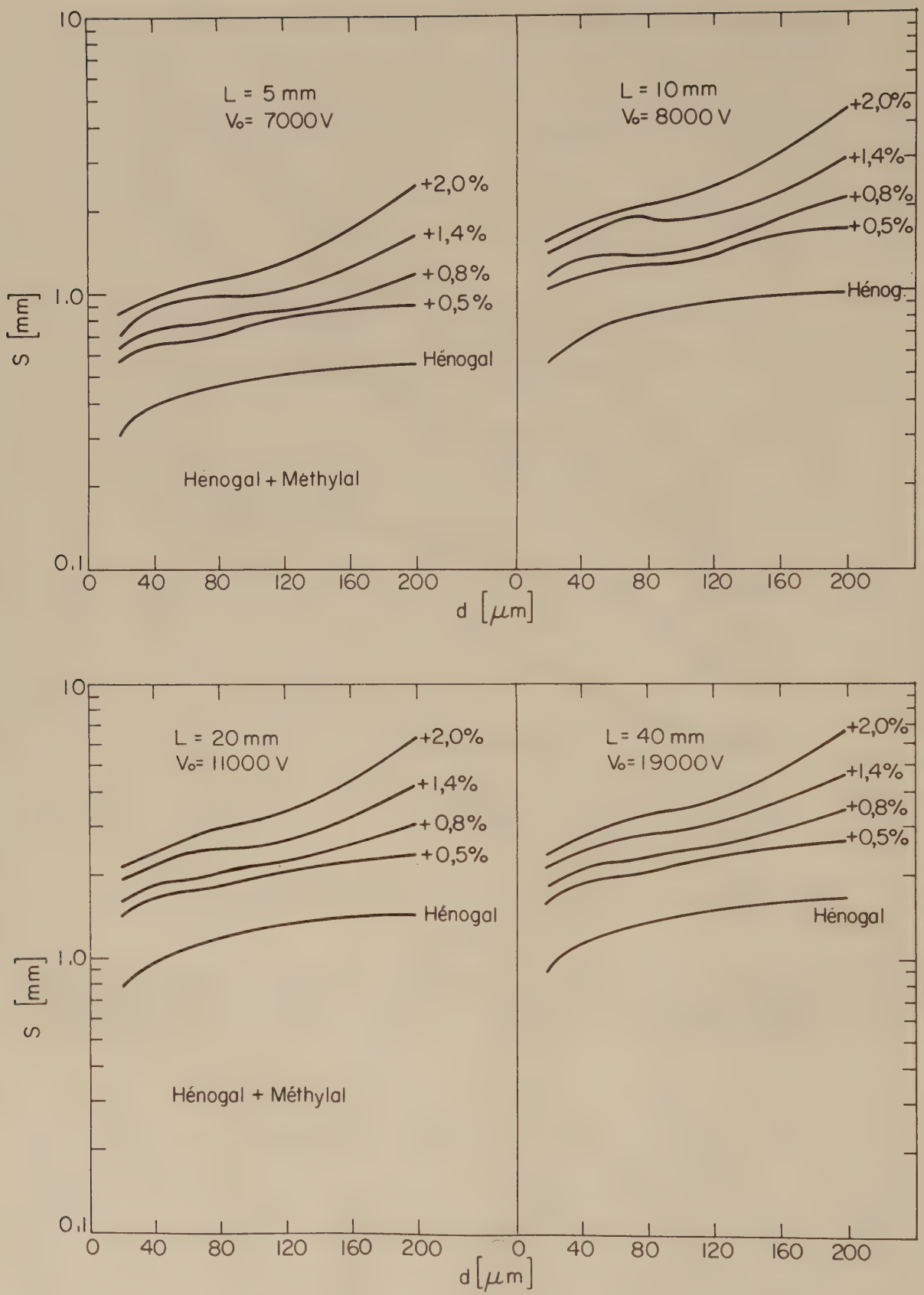


Fig. 54a Paramètres des chambres : s en fonction de d pour différents gaz et largeurs de l'intervalle interélectrodes L. La tension est choisie supérieure à la tension optimale pour raisons de sécurité. On a choisi également un facteur d'optimisation de 2 pour la charge critique ($q_c' = 2q_c$). Le gaz de remplissage est l'hénogal.

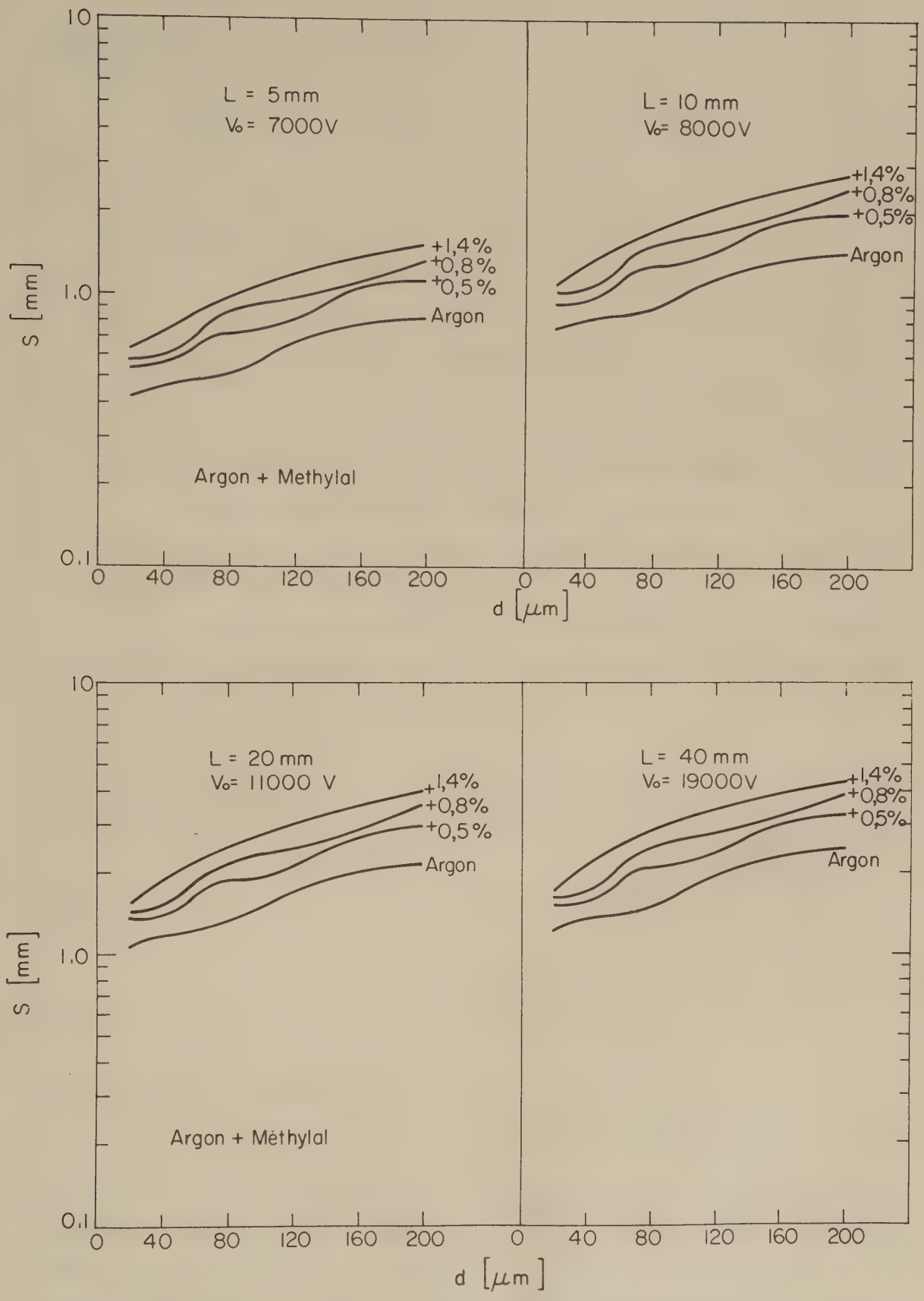


Fig. 54b Comme pour la figure 54a, mais le gaz de remplissage est ici l'argon.

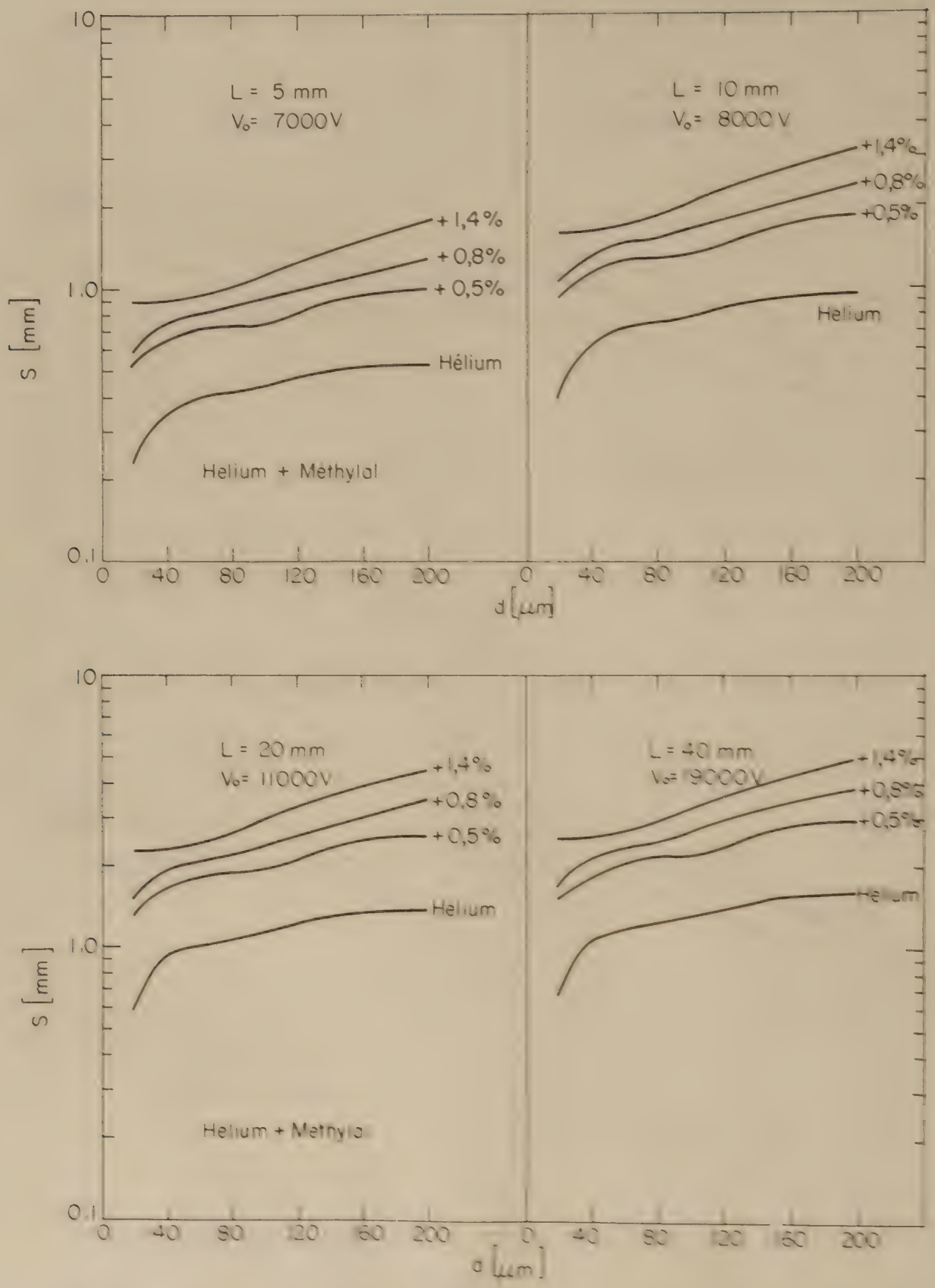


Fig. 54c Comme pour la figure 54a, mais le gaz de remplissage est ici l'hélium.

7. NOUVELLE METHODE POUR LA DISTRIBUTION DE L'IMPULSION DE HAUTE TENSION

Malgré les très bonnes caractéristiques de nos chambres et la simplicité de leur fonctionnement, il nous a semblé qu'une certaine amélioration devait être portée sur la qualité des traces elles-mêmes.

A cause d'un manque de découplage électrique entre les fils d'une même électrode, dans le cas des électrodes en fils et évidemment dans celui des électrodes en grille métallique, les traces souffrent souvent d'une structure inhomogène se reflétant par des variations de la luminosité sur leur trajet. Ces variations sont dues à une mauvaise distribution de l'énergie qui fait qu'une "région sensible" de la chambre emploie une grande partie de l'énergie disponible pour la totalité des traces. De ce fait, dans le cas des particules très ionisantes, comme les rayons δ par exemple, ou dans le cas d'un défaut électrique comme celui de "l'effet de bords", les vraies traces perdront de leur densité d'étincelles et leur intensité lumineuse sera affaiblie.

Ce phénomène affecte surtout l'efficacité de la chambre pour des événements multiples, ainsi que sa résolution spatiale.

D'autre part, dans des chambres à électrodes multiples les traces souffrent de l'existence des trous (voir Section 4 de cette Deuxième Partie) dus à un long temps de montée des impulsions de haute tension; il a donc fallu également trouver un remède à ce problème.

Par une très simple méthode de découplage capacitif[66], nous avons réussi à rendre les fils indépendants les uns des autres, chaque fil étant pulsé indépendamment. Nous obtenons ainsi une chambre isotrope, ayant une bonne efficacité pour des événements multiples. Du fait des faibles capacités indépendantes, le temps de montée des impulsions est très court, ce qui répond également au problème de la formation des trous.

Nous avons étudié ce système sur une chambre ayant un intervalle inter-électrodes de 3 et 5 mm, et nous avons entrepris une étude de la précision.

7.1 Le découplage capacitif

Le découplage capacitif est obtenu à l'aide d'un circuit imprimé double-face en Kapton, représenté par la figure 55. La capacité de stockage est formée par le circuit lui-même, c'est-à-dire par l'isolant (Kapton) entouré d'un côté par une couche métallique et de l'autre par des bandes métalliques séparées les unes des autres. De cette manière, chaque fil est alimenté par sa propre capacité de stockage. Une tension continue, déclenchée par un éclateur, est appliquée au dos du circuit. Une résistance de décharge R_2 est insérée entre

une masse commune et chacune des bandes portant les fils. De cette façon, chaque fil reçoit une impulsion indépendante, de durée déterminée par le produit R_2c', où c' est la capacité obtenue par la bande imprimée, qui dépend de la surface de celle-ci ainsi que de l'épaisseur du Kapton.

Un schéma du circuit, ainsi que le schéma électrique équivalent, sont présentés sur la figure 56.

Les caractéristiques du Kapton sont les suivantes :

constante diélectrique : $\varepsilon_r = 3,5$,
rigidité électrique : 13 kV/mm,
très bonne résistance à des hautes températures,
bonne rigidité mécanique.

7.2 Caractéristiques de la chambre

La chambre que nous avons construite spécialement pour l'étude du circuit de découplage est représentée par la figure 57.

Faite en Vétronite (coefficient de dilatation très faible), elle avait une surface utile de 100 × 100 cm^2. Elle était composée de deux intervalles de largeur L = 5 mm, qui furent réduits par la suite à 3 mm. Des fils en alliage de bronze-béryllium, de diamètre d = 100 µm, ont été espacés de s = 1 mm. L'étanchéité entre les cadres a été assurée par des joints en caoutchouc; une fenêtre en mylar de 100 µm d'épaisseur était collée sur les cadres extérieurs. Les fils des électrodes de masse ont été reliés entre eux, tandis que les fils de l'électrode centrale ont été découplés par un circuit en Kapton ayant les caractéristiques suivantes :

épaisseur de Kapton : 0,13 mm,
dimensions des bandes : 1 × 100 mm,
capacité par bande : environ 30 pF.

Des résistances de R_2 = 27 Ω ont fixé une constante de temps de 0,8 µsec pour l'impulsion de haute tension.

Pour des raisons de commodité, deux fils ont été soudés par bande capacitive; les fils ont été soudés, à leur autre extrémité, sur un circuit imprimé ayant des touches séparées.

Pour éliminer les effets de bord, des fils d'un diamètre d = 0,5 mm, recouverts d'une gaine en chlorure de polyvinyle, ont été placés aux extrémités de chaque rangée de fils, à une distance de 5 mm du bord des cadres.

Le plan de la chambre est présenté schématiquement à la figure 58.

7.3 Performances de la chambre

Nous avons fait fonctionner la chambre dans un faisceau de protons et de pions de 300 à 1000 MeV/c, au PS.

La chambre a été remplie d'hénogal + 0,8% de méthylal. Les impulsions de haute tension appliquées sur la chambre étaient de 2,4 kV pour l'intervalle de 3 mm et de 5 kV pour celui de 5 mm. La figure 59 montre des exemples typiques des traces photographiées sur un film Kodak SO 265. Les traces photographiées en a et b sont avec l'intervalle de 3 mm, celles en c et d avec celui de 5 mm.

Nous pouvons constater l'excellente homogénéité des traces et leur intensité lumineuse. La densité des étincelles est environ de 3/cm pour L = 5 mm et de 5/cm pour L = 3 mm.

7.4 Etude de la résolution spatiale

Nous avons entrepris une étude de la résolution spatiale de la chambre, en fonction de la direction des particules par rapport aux fils, celles-ci entrant suivant une direction parallèle aux électrodes.

La figure 60 montre les traces obtenues dans la chambre sous un angle θ variant entre 0 et 90° avec l'intervalle interélectrodes de 5 mm (a) et l'intervalle de 3 mm (b). L'ouverture de l'objectif est de f/4. Nous pouvons constater que lorsque l'angle θ est très petit (direction presque parallèle aux fils), les traces sont toujours visibles, mais la luminosité des étincelles décroît du fait que l'énergie électrique disponible par fil se partage entre quelques étincelles. Pour éviter ce partage d'énergie, on tâchera de placer les chambres de manière que le faisceau soit perpendiculaire aux fils. Ainsi, la probabilité d'avoir des traces exactement parallèles aux fils sera minime.

Comme dans le cas de la chambre à trente-trois intervalles, les traces ont été mesurées manuellement sur une machine du type IEP. La résolution a été calculée en simulant une ligne droite à travers les points mesurés et calculant l'écart standard σ. Les résultats des mesures sont présentés sur la figure 61. Nous pouvons remarquer que la résolution moyenne est environ σ = 0,15 mm quel que soit l'angle θ par rapport aux fils. Bien que cette résolution soit déjà excellente, il ne faut pas oublier qu'une grande fraction consiste en erreurs dues à la mesure manuelle, que l'on peut espérer supprimer grâce à des mesures automatiques.

En tout cas, le résultat obtenu est très satisfaisant et est meilleur que les résultats obtenus dans la plupart des chambres à étincelles ordinaires et les chambres à dards.

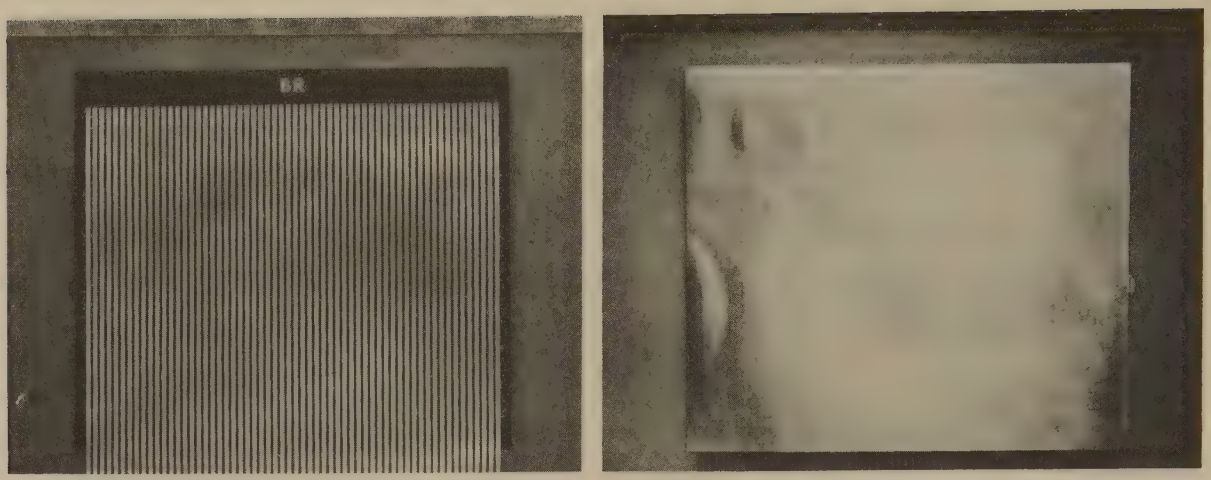


Fig. 55 Le circuit imprimé double face en Kapton utilisé pour le découplage capacitif, vu de face et de dos.

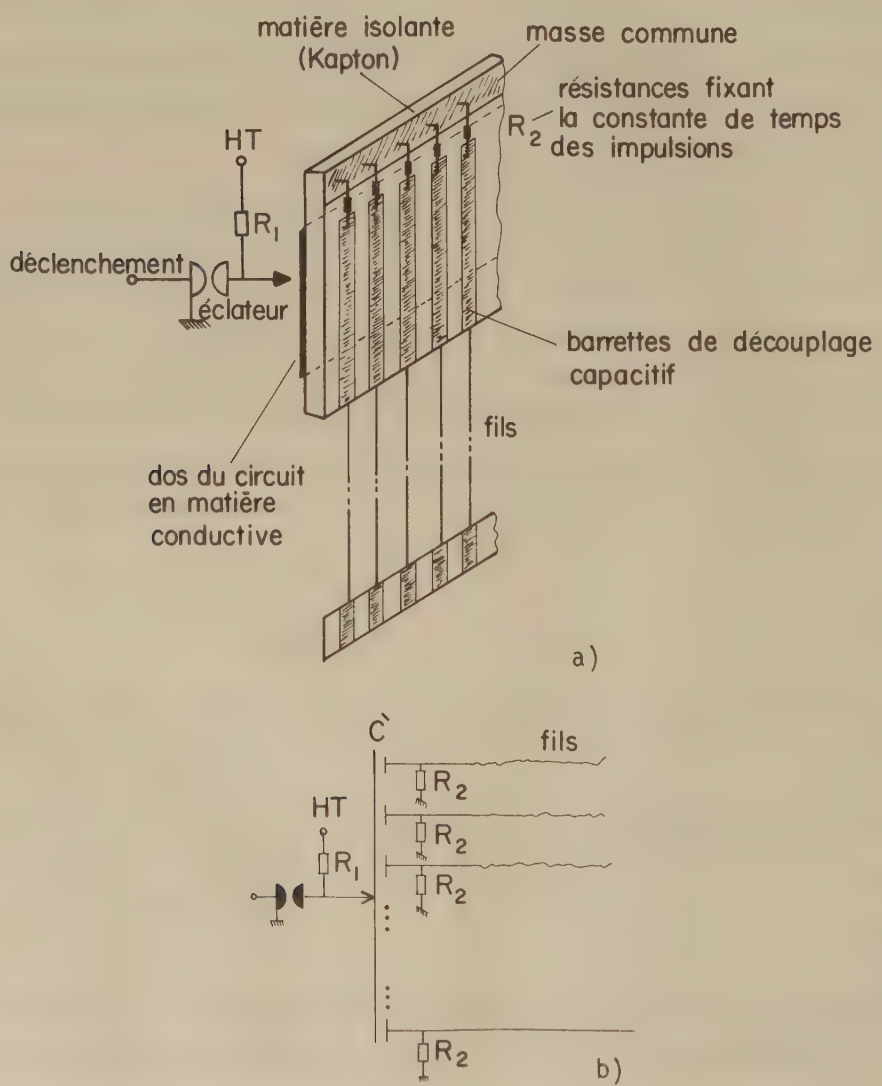


Fig. 56 Le circuit de découplage capacitif :

a) Schéma du circuit;
b) Circuit équivalent.

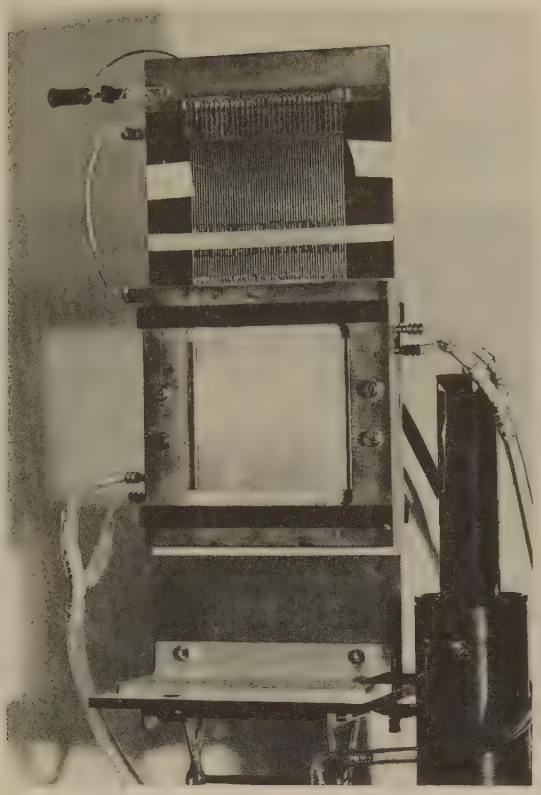


Fig. 57 Vue de la chambre à double intervalle utilisée pour l'étude du découplage capacitif

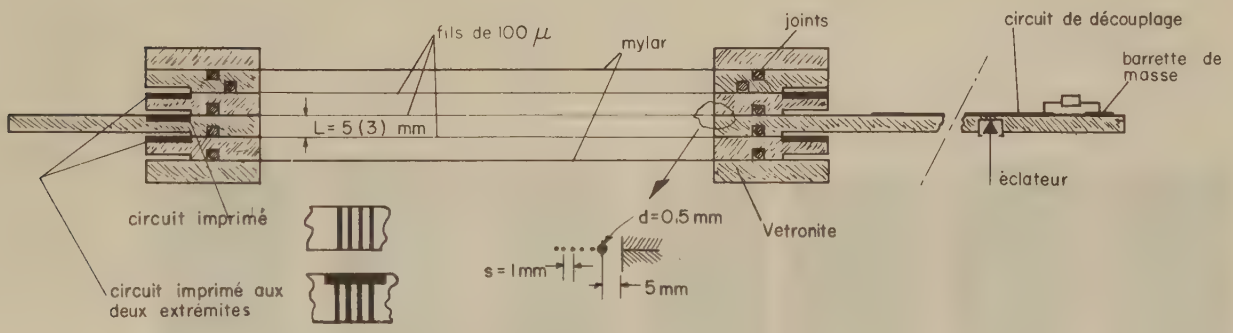


Fig. 58 Présentation schématique de la chambre

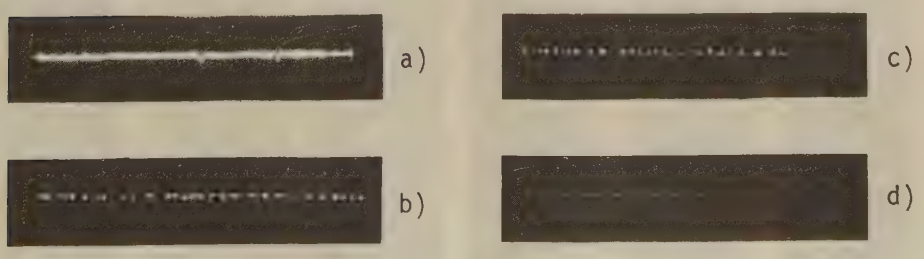
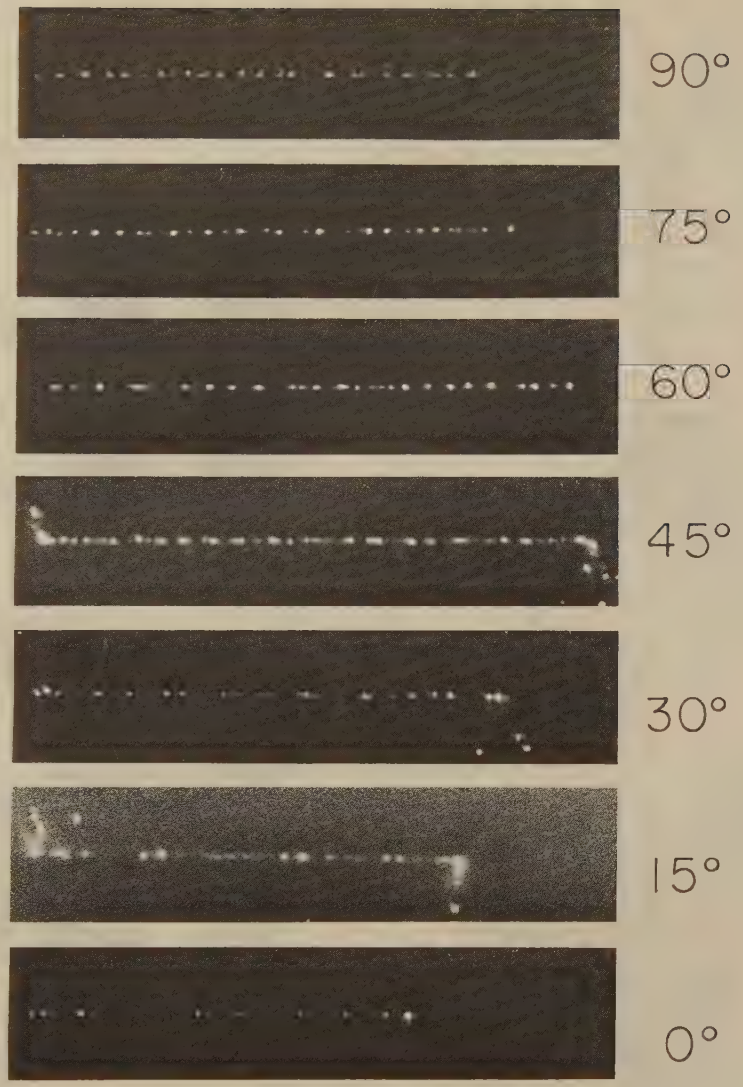
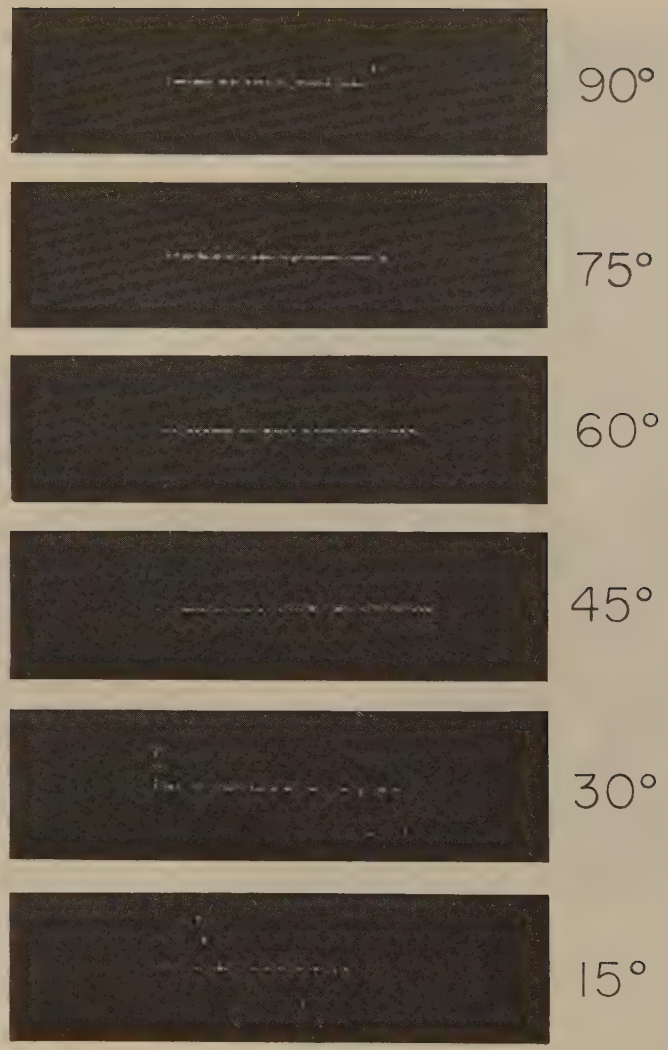


Fig. 59 Exemples typiques des traces (film : Kodak SO 265) :

a) L = 3 mm, f/2,5, réduction 15 fois;
b) L = 3 mm, f/4, réduction 15 fois;
c) L = 5 mm, f/4, réduction 20 fois;
d) L = 5 mm, f/4, réduction 30 fois.



a)



b)

Fig. 60 Traces obtenues sous un angle θ par rapport aux fils. (Film : Kodak SO 265; ouverture : f/4) :
a) L = 5 mm;
b) L = 3 mm.

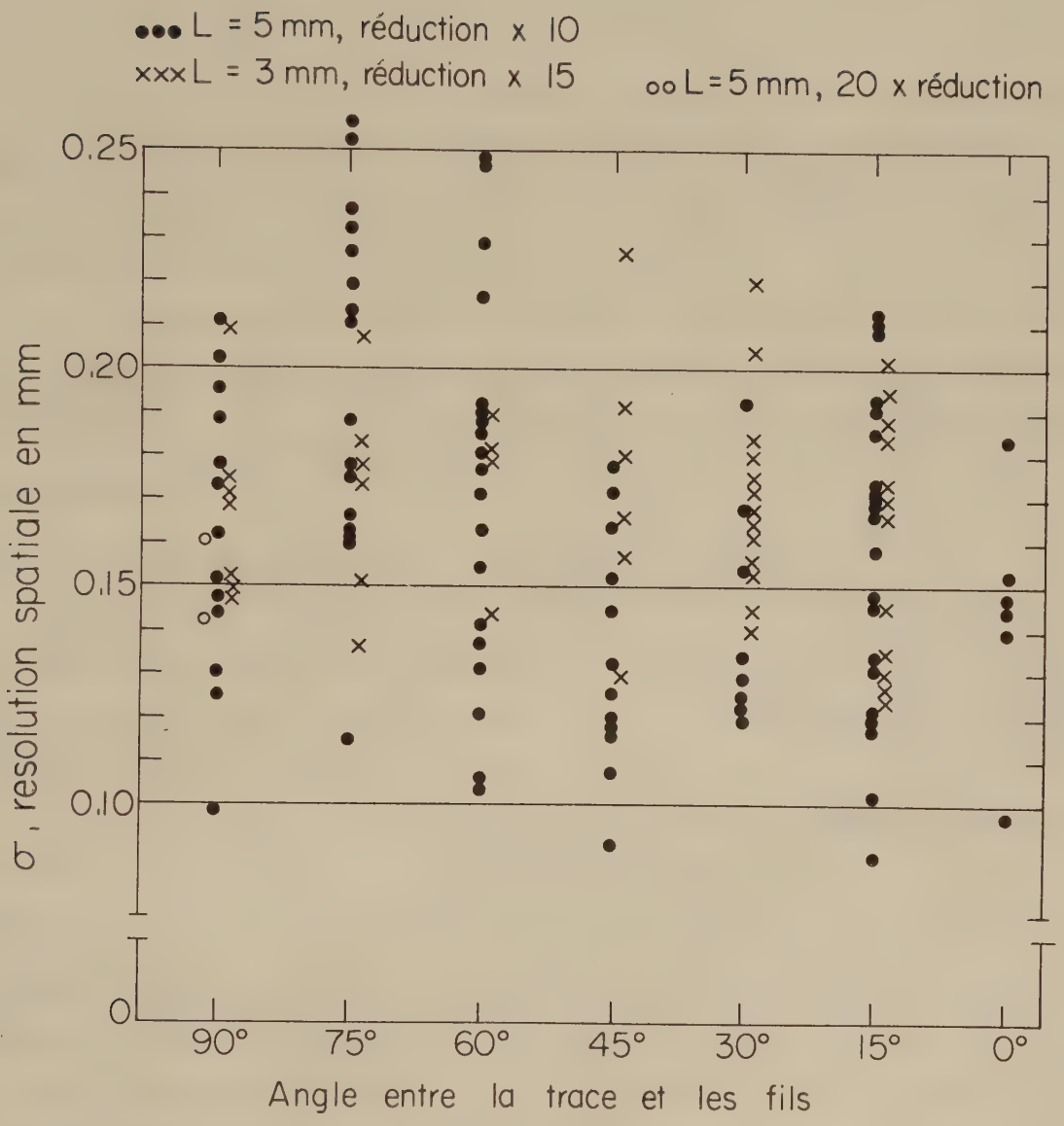


Fig. 61 La résolution spatiale en fonction de l'angle θ

8. PREMIERES TENTATIVES D'UNE CHAMBRE A PROJECTION DE DENSITE ELEVEE DE MATIERE

En raison des excellents résultats obtenus dans les prototypes de nos chambres à projection et de la simplicité de leur fonctionnement, nous nous sommes posé la question de savoir si le même principe ne pouvait pas également être appliqué dans des milieux solides ou liquides qui offrent une densité élevée de matière. De telles chambres peuvent trouver une application comme détecteurs visuels pour des rayons γ, dans l'étude des rayons cosmiques, dans des expériences neutrino, etc.

Nous avons construit deux prototypes de chambres[70] dont le volume sensible est constitué de tubes minces, en verre, remplis d'hénogal. Les traces des particules traversant une telle chambre sont formées par illumination des tubes, dont le gaz a été ionisé par la particule, lors de l'application d'un champ électrique dans une direction parallèle aux tubes.

La différence entre les deux prototypes est dans le mode d'illumination des tubes. Dans le premier, nous avons essayé de former des étincelles à l'intérieur de tubes ouverts à leurs deux extrémités, tandis que dans le deuxième prototype nous avons obtenu l'illumination des tubes fermés par l'excitation du gaz de remplissage.

8.1 Etude du premier prototype : la chambre à plaque de verre

La première chambre construite consistait en une plaque, constituée de tubes de verre minces collés ensemble, placée entre deux électrodes en grille métallique mince (fig. 62). Les tubes étant ouverts à leurs deux extrémités, une circulation de gaz peut être ainsi assurée à travers la plaque.

La plaque de verre (fig. 63), qui a été faite pour un support de film dans une caméra rapide, a les caractéristiques suivantes :

dimensions : 60 mm × 70 mm,
longueur des tubes : 20 mm,
diamètre intérieur : 0,7 mm,
diamètre extérieur : 1,2 mm.

Nous avons essayé la chambre dans un faisceau de protons de 300 MeV/c du Synchrocyclotron du CERN.

Le gaz de remplissage était de l'hénogal; des impulsions de 11 kV et d'une durée de 1 µsec environ étaient appliquées entre les électrodes.

Malheureusement, la chambre a montré une très mauvaise efficacité, bien qu'en enlevant la plaque de verre son fonctionnement ait été tout à fait correct.

Des étincelles très fortes, probablement d'une très basse impédance, se formaient dans certains des tubes, utilisant toute l'énergie qui aurait dû normalement être disponible pour l'ensemble des tubes où une ionisation avait eu lieu.

Il semble que ce phénomène provienne de la déformation du champ électrique à l'intérieur des tubes ou d'un autre phénomène électrostatique qui empêche dans certains cas la formation des avalanches. En effet, nous avons construit une chambre à migration, à l'intérieur de laquelle nous avons placé notre plaque de verre; il a été impossible d'extraire des électrons à travers les tubes de la plaque.

Toutefois, nous avons réussi à photographier quelques traces de particules (fig. 64); le film employé est le Kodak SO 265 et l'ouverture de l'objectif est de f/8. Les étincelles sont bien localisées dans les tubes et on peut remarquer la diffusion multiple de la particule, due à la densité élevée du milieu.

8.2 Etude du deuxième prototype : l'hodoscope à tubes de verre

A cause des résultats médiocres obtenus par le système précédent, nous avons essayé de modifier le mode de fonctionnement de cette chambre et, au lieu de former des étincelles dans des tubes ouverts, nous avons construit une chambre constituée de tubes fermés remplis de gaz, où l'illumination est produite par l'excitation du gaz de remplissage ionisé par les particules qui le traversent. La chambre est représentée schématiquement sur la figure 65. Nous avons placé une cinquantaine de tubes de verre, remplis d'hénogal à la pression atmosphérique, entre les fils des électrodes d'une petite chambre ayant un double intervalle de 2 cm; de cette façon, le champ électrique a été appliqué dans une direction parallèle à celle des tubes. Les tubes avaient les dimensions suivantes :

longueur : 50 mm,
diamètre intérieur : 1 mm,
diamètre extérieur : 2 mm.

La chambre a été essayée dans un faisceau de protons de 400 MeV/c au PS du CERN. Nous avons appliqué à la chambre des impulsions de 16 kV, d'une durée de 1 µsec environ, à l'aide d'un éclateur; la capacité de stockage était de 3000 pF.

La figure 66 montre quelques exemples de traces photographiées dans la chambre sur un film Kodak SO 265 avec une ouverture a) f/5,6, b) f/8. L'illumination des tubes voisins sur la figure 66a est due aux réflexions de lumière; nous avons éliminé ces réflexions en peignant les tubes en noir, et avons ainsi obtenu une parfaite localisation (fig. 66b). Plaçant les tubes sous différents

angles par rapport au champ électrique, nous avons constaté qu'ils s'illuminent quelle que soit leur direction. Par ce fait, en plaçant des couches successives de tubes sous différents angles, on pourrait facilement, par la photographie stéréoscopique, obtenir les traces des particules dans les trois dimensions d'espace (fig. 67).

8.3 Discussion

Nos essais ont montré qu'il est très difficile de produire des étincelles dans des tubes minces, mais que l'on peut parfaitement y produire un plasma lumineux. Bien que la chambre à tubes fermés ressemble beaucoup à l'hodoscope à tubes de verre[78] il y a entre eux une grande différence dans le mode d'application du champ électrique (fig. 68).

Dans l'hodoscope à tubes de verre (fig. 68a) le champ électrique est appliqué dans une direction perpendiculaire aux tubes; de ce fait, des champs intenses doivent être appliqués selon les dimensions de la chambre. Du fait que le champ électrique est perpendiculaire aux tubes, le diamètre de ceux-ci ne peut pas être trop petit (en général 5 à 10 mm) : l'efficacité pourrait être affectée par le fait que les électrons produits dans les tubes migrent, au cours de l'application du champ, vers les parois du tube, et qu'une partie d'entre eux est ainsi perdue pour la formation de l'avalanche. A cause du grand diamètre des tubes, la résolution est également affectée.

Par contre, dans notre système, le champ électrique étant parallèle aux tubes, les électrons migrent le long des tubes et ne sont pas perdus. La chambre peut être opérée avec des champs électriques relativement bas (8 kV/cm dans notre cas), et l'intensité lumineuse étant très forte, on peut observer facilement les traces par un système de télévision ordinaire.

Utilisant des tubes minces, on peut atteindre une très haute résolution spatiale. Une très bonne efficacité peut être obtenue en remplissant les tubes avec un gaz sous une pression plus élevée que la pression atmosphérique, du fait que le coefficient d'ionisation croît avec la pression.

Selon les dimensions des tubes, des densités élevées peuvent être obtenues. En utilisant par exemple les tubes en verre, ayant un diamètre extérieur de 1 mm et intérieur de 0,5 mm, la densité moyenne obtenue est de 1,5 g/cm^3.

Il nous semble que, malgré ses applications limitées, un tel système pourrait être utilisé dans le domaine de la recherche spatiale : comme une chambre de ce type présente un système fermé et compact, elle pourrait facilement être montée dans des satellites. Ce type de chambre pourrait être également utilisé dans certains cas où une grande densité de matière est recherchée, par exemple comme un détecteur visuel de rayons γ.

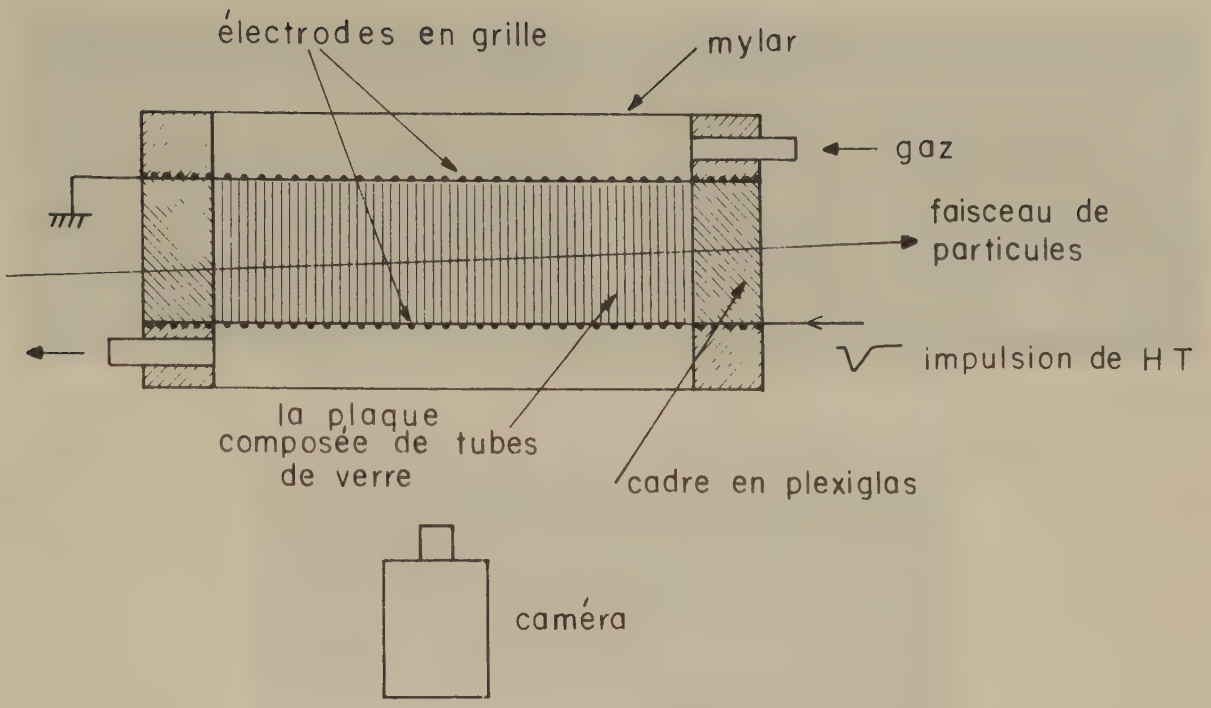


Fig. 62 Présentation schématique du premier prototype : la chambre à plaque de verre.

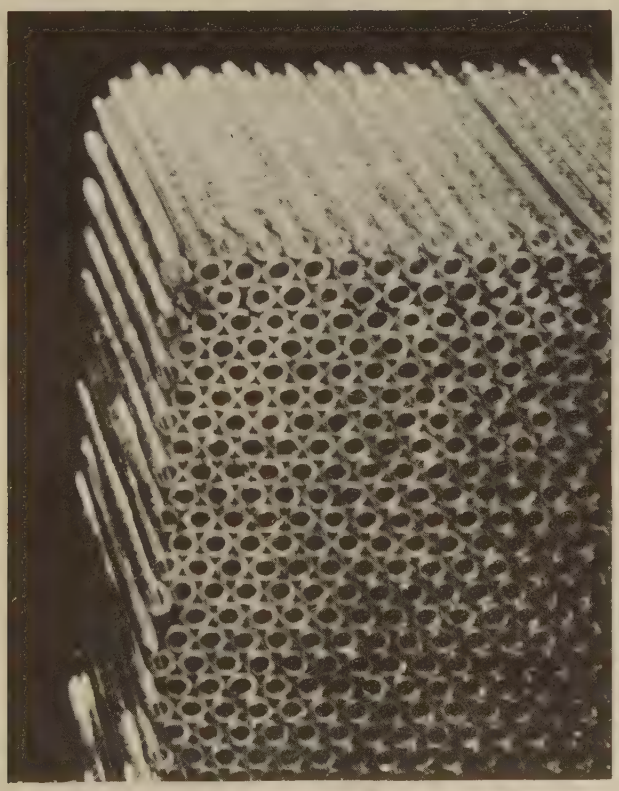


Fig. 63 Photographie de détail de la plaque de verre, montrant la structure des tubes.

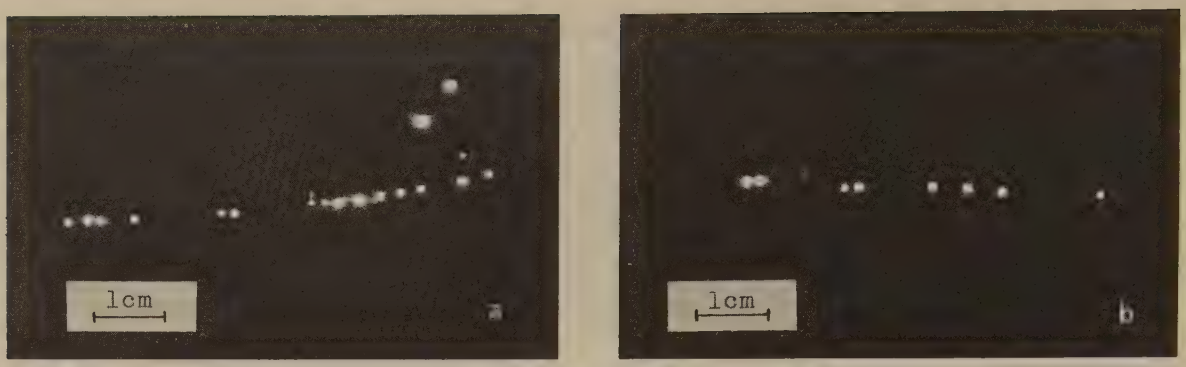


Fig. 64 Deux exemples de traces dans la chambre à plaque de verre. On peut observer la diffusion multiple des protons de 300 MeV/c dans le milieu dense de la chambre. (Film : Kodak SO 265; ouverture : f/8.)

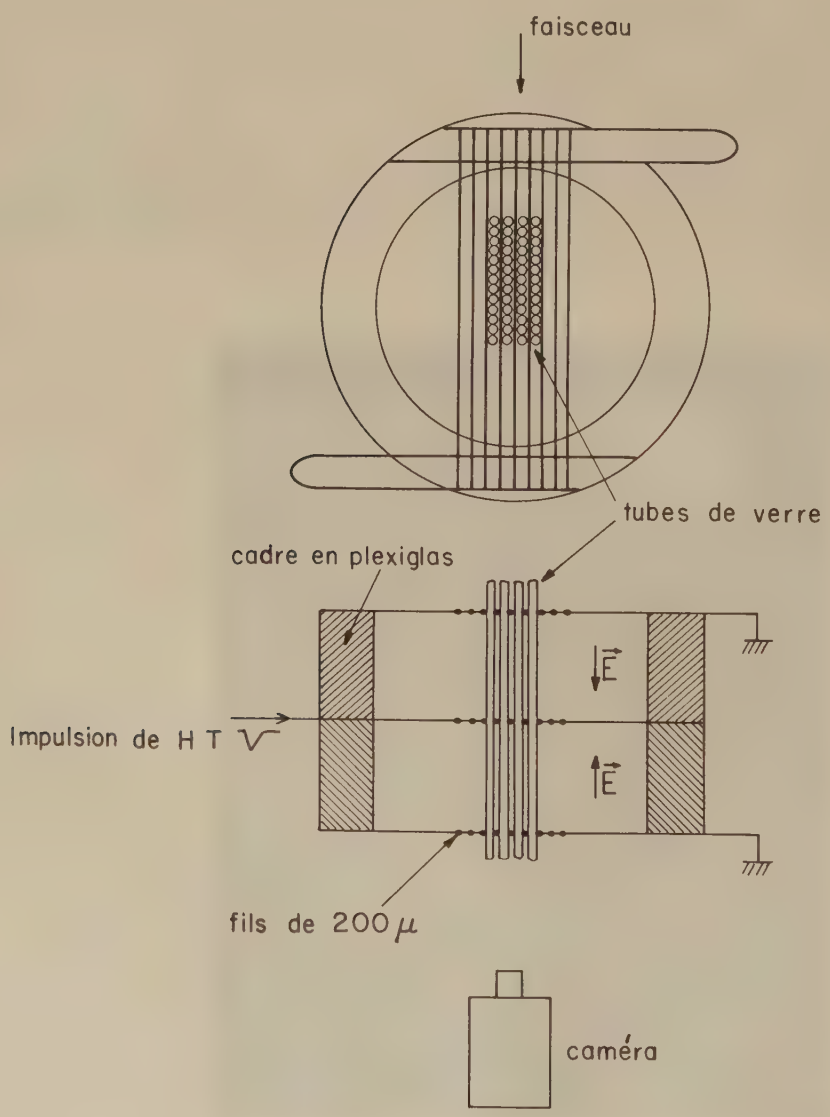


Fig. 65 Présentation schématique du deuxième prototype : l'hodoscope à tubes de verre.

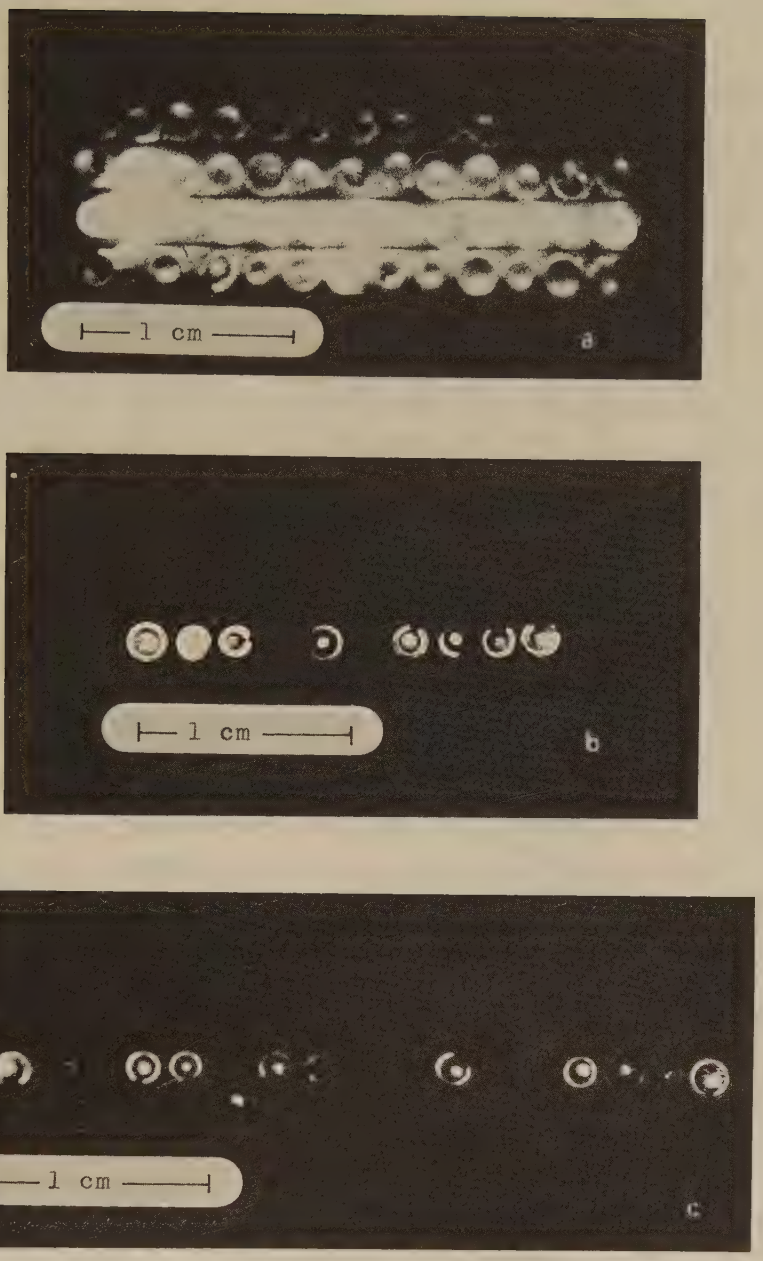


Fig. 66 Exemples de traces dans l'hodoscope à tubes de verre. (Film : Kodak SO 265) :

a) Tubes nus (ouverture : f/5,6);
b) et c) Tubes noircis (ouverture : f/8).

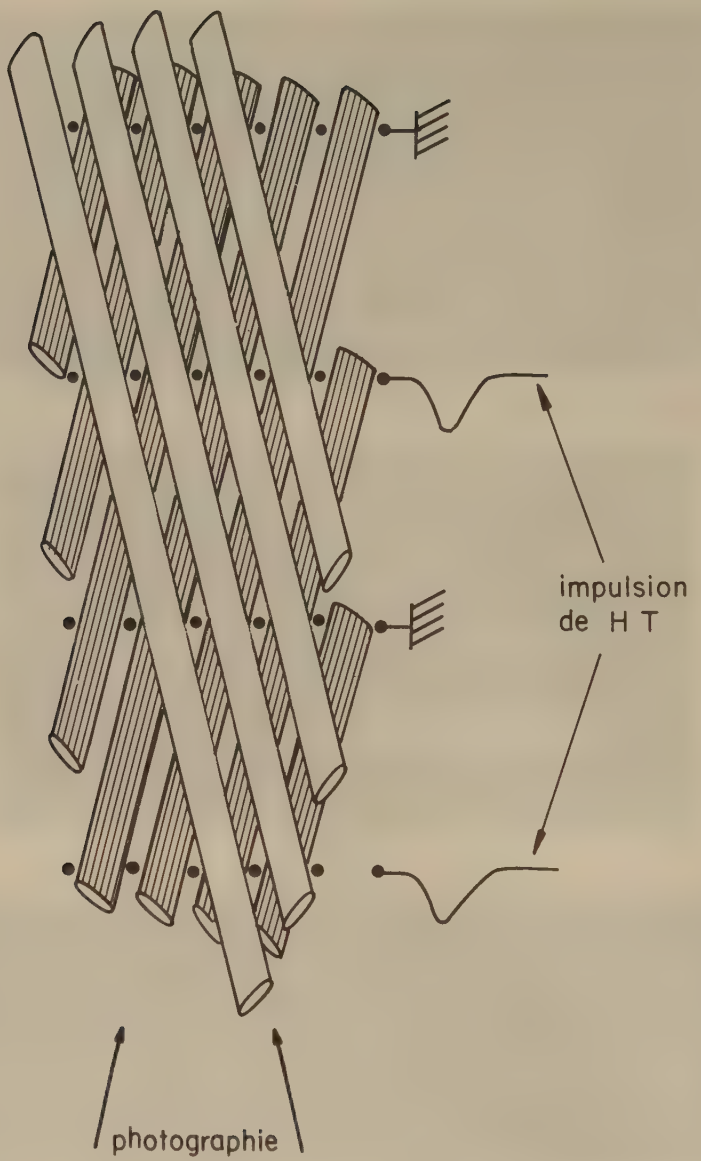


Fig. 67 Un arrangement possible de tubes pour une photographie stéréoscopique

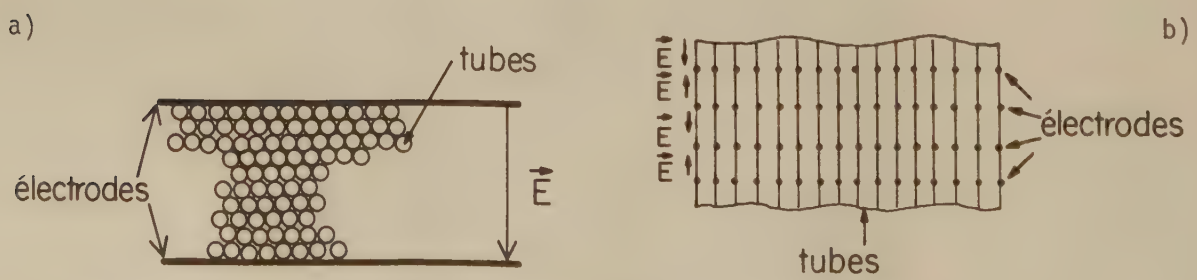


Fig. 68 Le mode d'application du champ électrique :

a) Dans l'hodoscope à tubes de verre habituel : le champ électrique est perpendiculaire aux tubes;
b) Dans notre cas : le champ est parallèle aux tubes.

9. LA CHAMBRE A PROJECTION MULTI-INTERVALLES A FILS EPAIS

Dans notre premier travail concernant les chambres à projection multi-intervalles[65], nous avons déjà mentionné la possibilité d'obtenir des chambres à densité de matière élevée en constituant les électrodes par des fils épais, arrangés de la même façon que dans les chambres à fils minces. Une telle chambre présenterait le grand avantage de constituer à la fois une cible de densité de matière élevée (1 à quelques g/cm^3) et un détecteur visuel d'excellentes performances.

A première vue, il semblerait impossible de tirer profit d'un tel arrangement : en effet, les étincelles, étant centrées sur les fils constituant les électrodes, seraient tout à fait cachées par ces dernières, les fils ayant un diamètre plus grand que celui des étincelles.

Or, faisant une étude sur un premier petit prototype[69] nous avons vu que les traces formées par les étincelles peuvent être facilement photographiées dans des directions autres que celle perpendiculaire aux électrodes (comme c'est le cas dans les chambres à fils minces).

En utilisant des fils épais, nous ne sommes plus limités par des décharges parasites sur les fils, et le champ électrique peut être poussé à des valeurs assez élevées, ce qui résulte en une grande luminosité des traces. Après une série d'essais sur un grand prototype intermédiaire, nous avons construit une grande chambre composée de cinquante-quatre intervalles, dont le poids des fils est de 200 kg environ. Nous présentons les premiers résultats de l'étude de cette chambre avec des rayons cosmiques.

9.1 Etude du premier prototype

9.1.1 Caractéristiques de la chambre

Le premier prototype de chambre à projection à fils épais a été construit dans le but d'évaluer les performances électriques et optiques d'un tel détecteur. La chambre (fig. 69), dont les cadres sont en plexiglas, a les paramètres suivants :

dimensions	:	150 mm × 150 mm,
intervalles interélectrodes	:	8 mm,
nombre d'intervalles	:	2,
espacement entre les fils	:	3,5 mm (centre à centre),
diamètre des fils	:	1,5 mm,
matière des fils	:	alliage argent-laiton,

Les fils de l'électrode de haute tension n'ont pas été découplés entre eux.

9.1.2 Conditions opérationnelles

La chambre a été mise en opération avec de l'hénogal pur et de l'hénogal + 1% de méthylal. L'addition du méthylal semble homogénéiser les traces, en empêchant la formation des étincelles trop fortes, comme c'est le cas dans l'hénogal pur (fig. 70). A l'aide d'un éclateur et à travers une capacité de stockage de 3000 pF, nous avons appliqué sur la chambre des impulsions d'une longueur de 1 µsec environ et d'amplitude variable. La tension de seuil a été de 3 kV pour l'hénogal pur et de 5 kV pour l'hénogal + 1% de méthylal; pour ce mélange, la tension de fonctionnement pouvait varier entre 5 et 12 kV.

La chambre a été déclenchée sur des rayons β du ^{90}Sr passant dans une direction parallèle aux électrodes.

9.1.3 Conditions photographiques

Nous avons utilisé un petit système télécentrique composé d'une lentille plano-sphérique ayant une distance focale de 500 mm et d'une caméra Polaroid dont l'objectif a une distance focale de f = 80 mm. Le film utilisé est le Polaroid type 107 (3000 ASA). La chambre a été éclairée par derrière pour montrer la position des étincelles par rapport aux fils. La photographie de face (dans une direction perpendiculaire aux électrodes) nous obligeant à travailler avec des ouvertures du diaphragme de f/2,8 à f/4 (du fait que les étincelles "se cachent" derrière les fils, comme on le voit sur la figure 71), nous avons essayé de photographier la chambre sous un autre ordre "cristallin", déterminé par la structure géométrique de la chambre. Dans notre cas, nous avons un "premier ordre" sous un angle de 23,6° et un "second ordre" sous un angle de 41° (fig. 72). Dans ces nouvelles directions de photographie, les étincelles ne sont plus cachées par les fils et on peut travailler avec des ouvertures allant jusqu'à f/11 (fig. 73).

La différence entre la photographie de face et celle sous "premier ordre" est montrée en détail par la figure 74. En 74a, on voit clairement que les étincelles se cachent derrière les fils (les lignes noires sur la photographie), tandis que sur la figure 74b (premier ordre) les étincelles apparaissent dans les espaces entre les fils.

Dans le but de voir la forme des étincelles, nous avons photographié la chambre à travers le cadre en plexiglas dans une direction parallèle aux électrodes (fig. 75). Nous pouvons remarquer que le diamètre des étincelles varie entre 0,5 et 1,5 mm (le diamètre du fil étant de 1,5 mm), ce qui explique la perte de lumière lors d'une photographie de face.

La chambre a une excellente efficacité bien que les fils ne soient pas découplés entre eux; la figure 76 montre une trace où l'on a une étincelle par fil.

9.2 Le prototype intermédiaire

Avant d'entreprendre la construction d'un grand prototype de chambre à fils épais, nous avons construit un prototype intermédiaire composé de cinq électrodes de mêmes dimensions environ que celles du grand prototype prévu. Nous avons essayé ce prototype avec des rayons cosmiques et avons obtenu d'excellents résultats.

9.2.1 Caractéristiques de la chambre et du circuit de déclenchement

Comme la construction de cette chambre est la même que celle de la grande chambre à cinquante-quatre intervalles, nous en parlerons dans le paragraphe suivant. La chambre avait les caractéristiques suivantes :

dimensions (utiles)	:	400 mm × 850 mm,
intervalles interélectrodes	:	8 mm,
nombre d'intervalles	:	4,
espacement entre les fils	:	4 mm (centre à centre),
diamètre des fils	:	2 mm,
matière des fils	:	laiton,
densité moyenne	:	0,9 g/cm^3.

Les fils des électrodes de haute tension n'ont pas été découplés entre eux, par contre chaque plan de haute tension possédait une capacité de stockage indépendante de 5000 pF. La capacité propre de chaque double intervalle est d'environ 1000 pF.

Des impulsions de haute tension ont été appliquées sur la chambre à l'aide d'un éclateur, au centre des barrettes reliant les fils de chaque électrode. Pour éviter des réflexions de l'impulsion de haute tension, qui peuvent provoquer une structure inhomogène des traces, nous avons terminé les plans de haute tension aux deux extrémités par des résistances de 47 Ω dont la valeur a été déterminée expérimentalement (fig. 77). La forme de l'impulsion est donnée par la figure 78 : en (a), la valeur de la résistance de terminaison est trop élevée; en (b), on a une résistance de 47 Ω sur chaque extrémité; le temps de montée de l'impulsion est de 30 nsec environ.

9.2.2 Conditions opérationnelles et système optique

La chambre a été mise en opération avec un mélange d'hénogal + 1% environ de méthylal. Des impulsions de haute tension de 5 à 10 kV et de 100 nsec de large (voir fig. 78b) ont été appliquées sur la chambre; même avec des potentiels élevés, nous n'avons remarqué aucune décharge parasite ni d'effets de bord.

Pour profiter de la structure cristalline de la chambre obtenue par l'alignement soigné des fils des électrodes successives, nous avons utilisé une grande lentille plano-cylindrique en plexiglas (75 cm × 130 cm), dont la distance focale est de 360 cm. La chambre a été inclinée de 26° environ par rapport à l'axe optique du système télécentrique pour effectuer la photographie sous la direction du premier ordre (voir Section 9.1). L'ensemble chambre-lentille est présenté sur la figure 79. La chambre a été déclenchée par deux compteurs à scintillation auxiliaires, sur des rayons cosmiques passant sous une direction parallèle aux électrodes.

Nous avons effectué une série de photographies, en utilisant un film Kodak SO 265 et un objectif de caméra ayant une distance focale de 90 mm. Le système optique avait une réduction totale d'environ 40 fois.

Selon la hauteur de l'impulsion de haute tension, nous avons pu travailler avec des ouvertures du diaphragme allant de f/2,5 à f/8; les meilleures combinaisons entre l'ouverture du diaphragme et le potentiel appliqué sur la chambre sont données par la figure 80.

Les traces enregistrées dans la chambre sont de très bonne qualité. Malgré le manque de découplage entre les fils, les traces sont très homogènes, et on peut compter 150 à 200 étincelles par trace, ce qui correspond à une densité d'étincelles de 2 à 2,5 par cm (la densité des fils étant 2,5 par cm).

La figure 81 présente quelques exemples typiques de traces dans la chambre, enregistrés sous différentes conditions électriques et photographiques :

a) La chambre a été éclairée par derrière pour montrer la structure des fils; la particule traverse toute la longueur de la chambre sans interagir avec les fils (8,2 kV, f/4).

b) Changement de direction de la trace dû à une diffusion élastique, probablement contre un fil de la chambre (6 kV, f/2,5).

c) Une gerbe produite dans la chambre; la profondeur de la chambre n'étant que de 32 mm au total, les traces sont interrompues car les particules sortent de la chambre (5,6 kV, f/2,8).

d) Un événement produit dans la chambre; les trous le long de la trace sont dus au passage par plusieurs électrodes (7 kV, f/2,5).

e) Une particule traversant la chambre sans interagir avec la matière des fils. La courbure légère de la trace est due à la déformation par la lentille cylindrique (7 kV, f/4).

f) Production d'une paire très "fermée" (9 kV, f/4).

g) Trace accompagnée d'un rayon δ (9,4 kV, f/5,6).

h) Trace traversant la chambre sans interaction (9,4 kV, f/8).

9.3 La chambre à cinquante-quatre intervalles

Ayant obtenu des résultats très satisfaisants de notre prototype à quatre intervalles, et étant donné les grandes possibilités ouvertes par une telle chambre pour la détection des neutrinos dans le domaine des très hautes énergies, nous avons entrepris la construction d'une plus grande chambre, composée de cinquante-quatre intervalles et occupant un volume utile de 0,2 m^3 environ. La chambre est actuellement en cours d'essais, et nous présentons ici les premiers résultats obtenus avec des rayons cosmiques.

9.3.1 Caractéristiques de la chambre

La chambre est composée de cinquante-cinq électrodes (cinquante-quatre intervalles), constituées par des fils en laiton étiré. Du fait de la rigidité des fils, nous avons pu éviter un usinage des cadres entiers, qui sont utilisés pour des chambres à fils minces, ce qui a simplifié énormément la construction. Nous avons usiné des barrettes de support en plexiglas (fig. 82a) avec des rainures dans lesquelles nous avons collé nos fils à leurs deux extrémités. Les plans de fils ainsi formés (fig. 82b) ont été assemblés (fig. 82c) sur quatre colonnes et serrés entre deux cadres extérieurs en alliage d'aluminium. L'excellent alignement des fils des électrodes successives, qui est le point essentiel de la construction, a été assuré par l'usinage très soigné des barrettes de support des fils. L'étanchéité de la chambre est obtenue par des joints toriques entre les barrettes de support des fils et par des fenêtres en plexiglas de 2 mm d'épaisseur. La circulation du gaz est assurée par des entrées et des sorties distribuées sur plusieurs endroits de la chambre. Les caractéristiques de la chambre sont les suivantes :

surface utile des électrodes	:	860 mm × 520 mm,
largeur de l'intervalle interélectrodes	:	8 mm (centre à centre),
profondeur de la chambre	:	432 mm,
diamètre des fils	:	2 mm,
espacement entre les fils	:	4 mm (centre à centre),

densité moyenne de la chambre : $\sim$ 0,9 g/cm^3,
nombre total de fils : 12000,
poids total des fils : $\sim$ 200 kg,
capacité d'un double intervalle : $\approx$ 1000 pF.

9.3.2 Le système optique

Le système optique prévu pour cette chambre est un système télécentrique, composé d'une caméra rapide à déclenchement électronique, munie d'un objectif Schneider Componon ayant une distance focale de 360 mm; elle fonctionne avec un film de 70 mm et une énorme lentille plano-sphérique en plexiglas, fabriquée au CERN, ayant une distance focale de 10 m et un diamètre de 1,40 m. Ce système optique donne une réduction totale d'environ 27. L'ensemble chambre-lentille est montré par la figure 83. La chambre est inclinée de 26,6° par rapport à l'axe optique, ce qui correspond à une photographie dans la direction du premier ordre cristallin (voir Section 9.1).

L'espace entre les fils utile pour la photographie sous cet angle est de 1,8 mm environ. Du fait que l'espace entre les fils est égal au diamètre de ceux-ci, la transparence totale de la chambre est de 50%.

La figure 84 montre l'effet de la lentille :

a) L'objectif de la caméra se trouve sur l'axe optique de la lentille : la chambre est "transparente".

b) L'objectif de la caméra est situé quelques centimètres au-dessus de l'axe optique de la lentille : la chambre est tout à fait "opaque".

Le film prévu est le Kodak SO 265, 70 mm.

9.3.3 Système électrique actuel -- Résultats obtenus

Le système électrique alimentant actuellement la chambre est présenté schématiquement sur la figure 85. Il est composé d'une unité de déclenchement fixée directement sur une électrode de haute tension portant les capacités de stockage. Pour assurer un découplage entre les plans de haute tension, chacun d'eux est alimenté par un ensemble de trois capacités de 2200 pF, montées en parallèle, ce qui donne une capacité de stockage de 6600 pF par plan. La capacité de stockage totale est alors de 178 nF. L'ensemble des capacités et l'unité de déclenchement sont présentés sur la figure 86. Pour mieux distribuer l'impulsion de haute tension, les plans des fils sont alimentés par les capacités de stockage en trois points le long de chaque électrode. Quatre résistances de terminaison, de 100 Ω chacune, ont été branchées aux extrémités de chaque électrode de haute tension, ce qui correspond à une résistance de terminaison totale de 25 Ω (voir fig. 85).

Un très grand soin doit être porté à la conception du circuit de retour de masse pour éviter la détérioration du temps de montée des impulsions, due à des réflexions multiples dans un réseau de masse mal adapté. Dans notre système, nous avons effectué une connexion de masse centrale sur notre unité de déclenchement et avons distribué, depuis cette masse centrale, des branchements indépendants allant vers les deux extrémités de chaque plan de masse de la chambre. Le dernier plan de masse à chaque extrémité de la chambre a été connecté au cadre extérieur.

L'unité de déclenchement est composée de deux éclateurs montés en série. Un premier éclateur (EG&G GP 39) fournit des impulsions de 20 kV, pour déclencher l'éclateur principal (EG&G GP 22 B) qui peut être utilisé dans une gamme allant de 6 à 15 kV. Ce dernier éclateur peut assurer un transfert de courant de 100 kA! La capacité totale de la chambre étant environ de 30 nF, le temps de montée que cet éclateur peut assurer varie entre 2 et 5 nsec, correspondant respectivement à des impulsions de 6 et 15 kV.

Malgré cela, le temps de montée que nous avons obtenu n'est que de 30 à 40 nsec (fig. 87); cela est dû à des pertes par induction causées par des connexions longues ainsi que par les fils de la chambre.

Nous avons déclenché la chambre dans ces conditions sur des rayons cosmiques; le gaz de remplissage était de l'hénogal + 1% environ de méthylal. A cause du temps de montée médiocre, les traces obtenues souffrent de l'apparition de zones mortes très larges, qui sont de même ordre de grandeur que les zones pleines (fig. 88). Etant donné que l'intervalle interélectrodes utile est de 6 mm, les zones mortes correspondent à une distance de migration de 3 mm environ (la moitié de l'intervalle), ce qui est en accord avec les valeurs calculées dans la Section 4.

9.3.4 Modification du système électrique

Le temps de montée des impulsions de haute tension obtenu avec le circuit existant étant trop long, nous avons décidé de le modifier, en mettant l'accent sur les points suivants :

i) Division de la chambre en plusieurs parties en augmentant le nombre d'éclateurs;

ii) Raccourcissement des connexions des plans de haute tension et des plans de masse;

iii) Distribution de l'impulsion haute tension ainsi que de la masse le long de chaque électrode.

Ayant obtenu de très bons résultats en connectant seulement douze intervalles à notre éclateur, nous avons décidé de diviser la chambre en quatre parties composées chacune de douze intervalles et alimentée par quatre éclateurs du type EG&G GP 22 B. Ces éclateurs seront déclenchés par un générateur d'impulsions du type EG&G TM 12 (fig. 89).

Pour diminuer l'induction du circuit, due en grande partie aux longues connexions reliant les capacités de stockage aux plans de haute tension, nous avons décidé de connecter les capacités directement aux électrodes, à raison de quatre capacités de 2200 pF réparties le long de chaque électrode; cela correspond à une capacité de stockage de 8800 pF par plan de haute tension. Nous allons également distribuer les retours de masse le long de chaque plan de masse pour que le courant fasse le plus court chemin. Les résistances de terminaison ($4 \times 100\ \Omega$) resteront disposées de la même manière que dans notre circuit actuel, c'est-à-dire aux bords de chaque plan.

Nous espérons gagner, au moyen de ce futur circuit de déclenchement, un facteur de deux à trois sur le temps de montée des impulsions de haute tension, ce qui améliorerait la qualité des traces, du fait que le rapport entre les trous et les traces (qui est 1 : 1 actuellement) sera réduit à 1 : 5 environ.

Lors de la conception d'un grand système de chambres, d'autres méthodes assurant des temps de montée très courts peuvent être appliquées. On pourrait utiliser notre méthode de découplage capacitif, qui assure à la fois un excellent découplage entre les fils et un temps de montée très court du fait que chaque fil (ou un petit groupe de fils) est pulsé d'une manière indépendante. Une autre méthode consisterait à appliquer les impulsions de haute tension le long d'une ligne de transmission dont l'impédance est égale à l'impédance propre des plans de fils[79].

9.4 Les paramètres des chambres à fils épais

9.4.1 Facteurs jouant un rôle pour le choix des paramètres

Pour le choix des paramètres des chambres à projection lourdes (à fils épais), nous devons tenir compte de toutes autres conditions que pour les chambres à fils minces. A cause du grand diamètre des fils (d = 1 à quelques mm), nous n'avons plus affaire à des décharges dues aux champs électriques intenses autour des fils, limitant le choix du diamètre, de l'espacement entre les fils, ainsi que de l'intervalle interélectrodes. Par contre, nous devons tenir compte des facteurs suivants :

concentration de matière voulue,
espace photographique entre les fils,
angle de photographie,
densité d'étincelles voulue dans les traces.

Nous définissons la concentration comme étant le rapport entre le volume occupé par les fils et le volume de la chambre.

Etant donné que la concentration c détermine la densité ρ de la chambre (pour une matière de fil donnée) il serait intéressant de la choisir aussi grande que possible, tout en gardant des possibilités photographiques correctes. Il semble que des concentrations allant de 5 à 20% soient raisonnables. Le tableau 6 donne une comparaison entre quelques matériaux.

Tableau 6

Densité moyenne ρ (en g/cm^3), pour quelques matériaux, en fonction de la concentration c

c (%) / Matériau	100	20	15	10	5
W	19,3	3,86	2,80	1,93	0,96
Cu	8,96	1,79	1,34	0,90	0,45
Fe	7,87	1,58	1,18	0,79	0,39
Laiton	8,5	1,70	1,28	0,85	0,42
Al	2,70	0,54	0,41	0,27	0,14

L'espace entre les fils détermine les possibilités de photographie entre les rangées de fils, ainsi que la fraction de la quantité de lumière émise par les étincelles qui peut être perçue par l'objectif de la caméra.

L'espace photographique peut être choisi, selon la profondeur de la chambre, entre 1 et 5 mm par exemple.

L'angle de photographie est déterminé par la façon dont les fils de la chambre sont disposés. Plus cet angle est petit par rapport à la direction de l'étincelle, plus la densité de lumière photographiée est grande. La résolution spatiale peut également être affectée par l'angle sous lequel les étincelles sont photographiées : plus les étincelles sont longues, plus on se trouve près du cas de la chambre à étincelles ordinaire.

La densité d'étincelles est définie comme le nombre d'étincelles par unité de longueur le long de la trace.

Du fait que les étincelles se forment entre deux fils, la densité d'étincelles dépend du nombre de fils par unité de longueur, donc de la distance s entre les axes de deux fils voisins.

Dans les chambres à fils minces, nous sommes arrivés à une densité de 3-5 étincelles par centimètre avec des fils de 100 µm distants de 1 mm les uns des autres.

Lorsqu'on travaille avec des réductions importantes, comme c'est le cas dans les grandes chambres, on peut réduire la densité des étincelles. Il nous semble qu'une densité de 1 à 2 étincelles par centimètre soit tout à fait raisonnable.

9.4.2 Quelques arrangements possibles des fils

Le choix de la structure d'arrangement des fils peut être un facteur très important pour la conception d'un grand système de "chambres lourdes".

Lorsqu'on a affaire à une chambre de taille relativement petite, où une seule lentille est suffisante pour couvrir sa surface utile, l'angle de photographie par rapport aux plans des fils n'a pas tellement d'importance, sauf évidemment pour les questions de densité de lumière. Par contre, lorsqu'on a affaire à un grand système, où plusieurs lentilles sont nécessaires pour couvrir la surface du détecteur, il est évident que la photographie de la chambre de face (perpendiculairement aux plans des fils) porte certains avantages, comme celui d'une plus simple reconstitution des traces grâce au système optique plus simple (fig. 90) ainsi que d'une meilleure utilisation du volume utile de la chambre. La profondeur de champ, qui est un problème critique dans de grandes chambres, peut être plus petite pour la photographie de face. Grâce à quelques arrangements des fils où l'étincelle se développe sous un certain angle par rapport au champ électrique entre les électrodes, la photographie de face est possible. Il est évident que cet angle ne doit pas être trop important, pour des raisons déjà citées.

La figure 91 présente quelques arrangements possibles des fils, en (a) pour une photographie sous un certain angle, et en (b) pour la photographie de face.

Des profils autres que le profil rond habituel peuvent être utilisés pour augmenter la concentration de la chambre, tout en gardant les mêmes conditions photographiques. Dans le cas de structures où les fils sont arrangés en quinconce (fig. 91b), on pourrait augmenter la concentration de matière d'un facteur considérable en remplissant les espaces vides entre les fils "actifs" par des

fils en matière non conductrice. Une des structures qui nous semble particulièrement intéressante est la structure en "losanges" (fig. 91a); nous allons prochainement construire un prototype utilisant ce profil.

D'autres détails, et le calcul des paramètres de certains arrangements des fils ont été donnés par ailleurs[80].

9.5 Quelques remarques concernant l'utilisation possible de la chambre à fils épais dans les expériences neutrino aux hautes énergies

Une part très importante de la physique des hautes énergies est réservée aux interactions des particules neutrino avec la matière et à l'étude des particules issues de ces réactions.

La section efficace d'interaction pour les neutrinos est donnée avec une très bonne approximation par la relation suivante[81] :

$$\sigma \approx 0{,}8 \cdot E_{\nu}\ (\mathrm{GeV}) \cdot 10^{-38}\ (\mathrm{cm^2/proton})\ .$$

Cette section efficace étant très faible, il faut que la cible soit constituée d'une très grande masse de matière. Or, notre conception de détecteur, qui constitue en même temps une cible de densité de matière élevée, pourrait être une solution à ce problème. On aurait un détecteur visuel, d'une isotropie de 4π, d'une excellente efficacité pour des événements multiples, et de densité de matière moyenne de un à quelques g/cm^3, donc quelques dizaines de fois supérieure à celle des chambres à bulles existantes. Un autre avantage important réside dans le fait qu'il s'agit d'un détecteur déclenché, contrairement aux chambres à bulles qui, elles, ne le sont pas, ce qui rend la fraction d'événements utiles enregistrés très faible.

L'expérience typique consiste dans l'étude de la réaction :

$$\nu + p \rightarrow \mu^- + \text{hadrons}\ .$$

Il semblerait que l'on puisse différencier les μ^- produits des hadrons du fait que les premiers ne subissent que la diffusion coulombienne tandis que les hadrons subissent des interactions nucléaires et se multiplient en produisant d'autres particules (fig. 92). La quantité de mouvement des μ^- peut être déterminée en mesurant l'angle θ par rapport aux ν incidents, et leur énergie peut être mesurée en les passant dans un champ magnétique à la sortie de la chambre (voir fig. 92).

Dans le cas des hadrons, la chambre servirait de calorimètre où les hadrons seraient totalement arrêtés; leur énergie serait déduite, par exemple, du nombre total des étincelles produites, par une méthode de mesure du courant, ou par d'autres méthodes qui doivent être développées.

Grâce au fait qu'un tel détecteur est déclenché, on pourrait étudier également d'autres réactions rares ayant de très faibles sections efficaces, comme par exemple la réaction très importante :

$$\nu + p \rightarrow \mu^- + \mu^+ + \nu + \text{hadrons} \ .$$

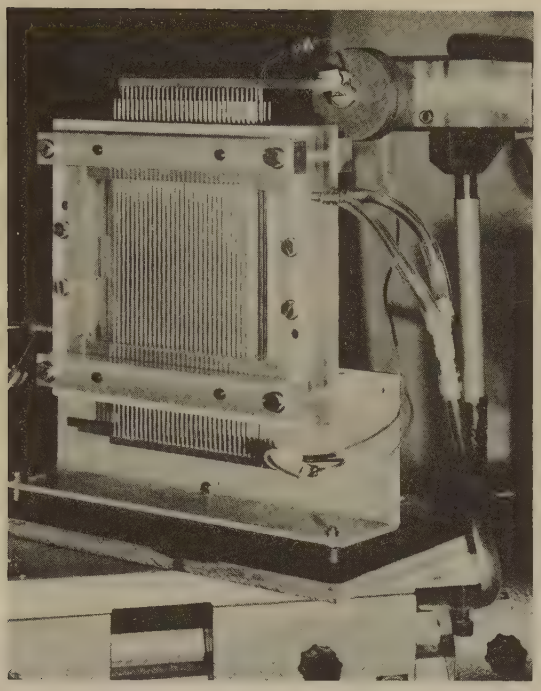


Fig. 69 Vue du premier prototype de la chambre à fils épais

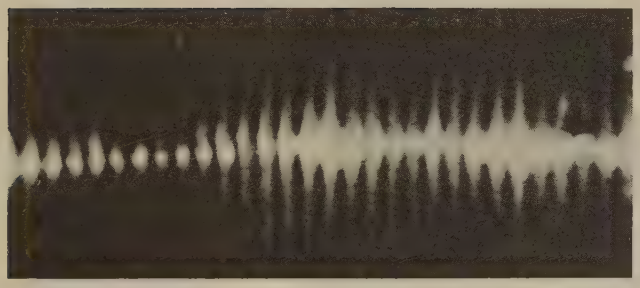


Fig. 70 Une trace de particule β dans l'hénogal pur; on peut remarquer la structure inhomogène des étincelles. (Impulsion HT : 5 kV; film : Polaroid type 107; ouverture : f/2,8.)

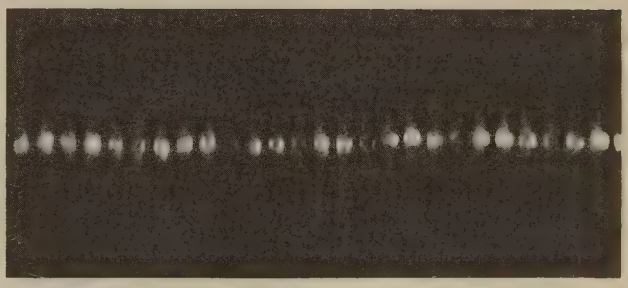


Fig. 71 Une trace de particule β photographiée de face, dans un mélange d'hénogal + 1% méthylal. (Impulsion HT : 8 kV; film : Polaroid type 107; ouverture : f/2,8.)

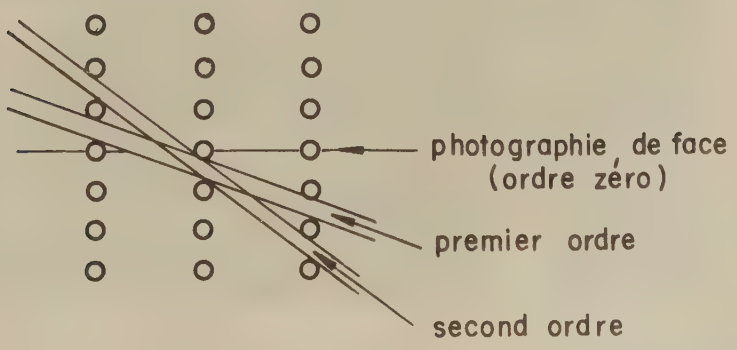


Fig. 72 Présentation schématique des "ordres cristallins" utiles pour la photographie

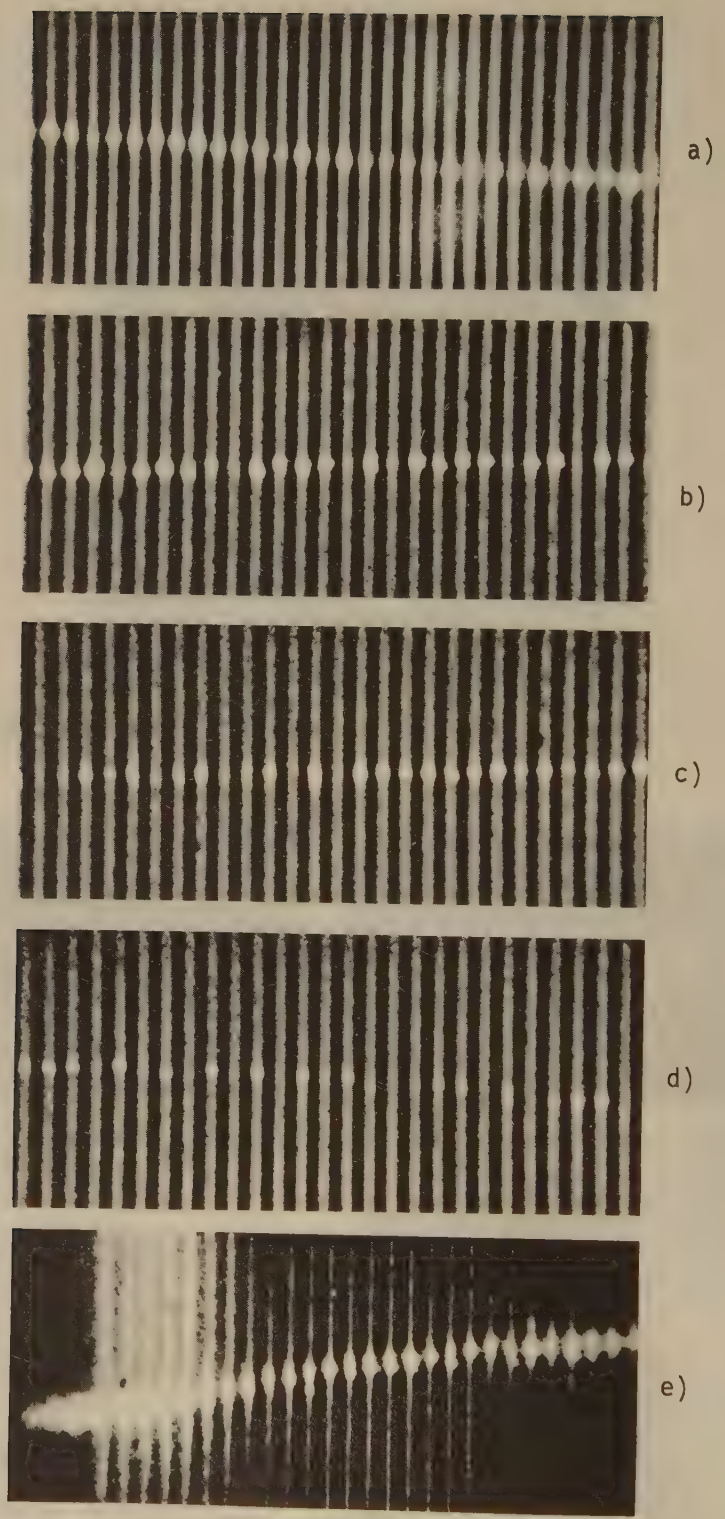


Fig. 73 Quelques exemples des traces photographiées sous le premier et second ordres. (Impulsion HT : 8 kV; film : Polaroid type 107) :

a) 1^{er} ordre, f/2,8;
b) 1^{er} ordre, f/5,6;
c) 1^{er} ordre, f/8;
d) 1^{er} ordre, f/11;
e) 2^{e} ordre, f/2,8.

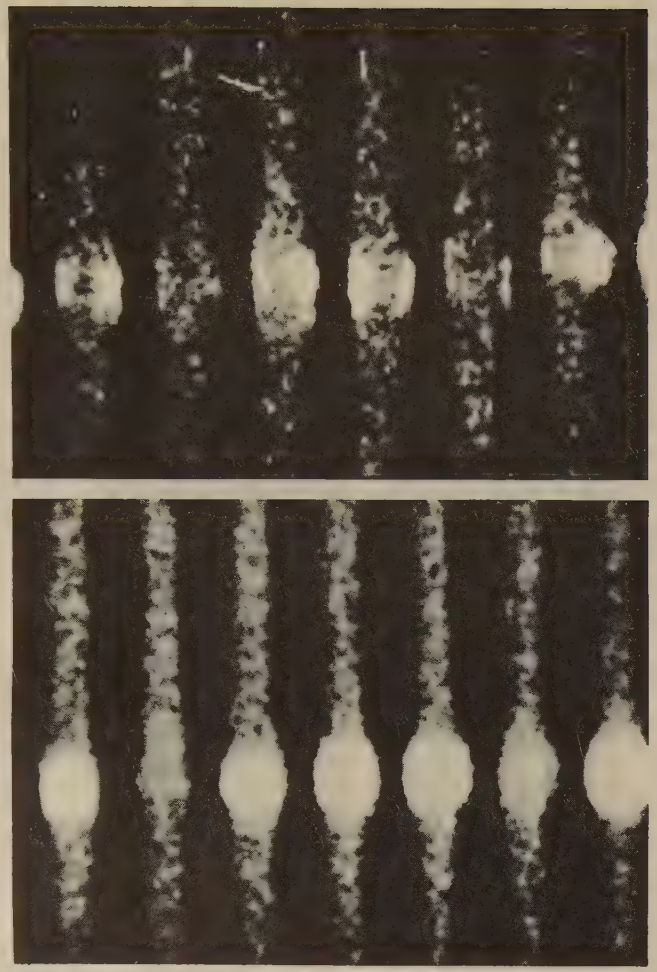


Fig. 74 La différence entre les deux modes de photographie :

a) Photographie de face (ordre zéro) : les étincelles sont cachées derrière les fils (représentés par les traits noirs);

b) Photographie sous le premier ordre : les étincelles apparaissent visiblement entre les fils.

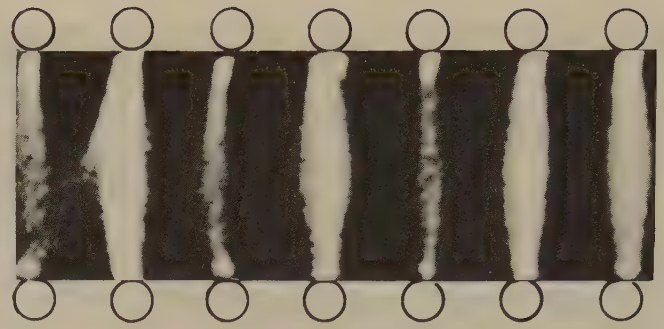


Fig. 75 Photographie faite dans une direction parallèle aux électrodes, à travers le cadre en plexiglas, représentant la forme des étincelles. (Impulsion HT : 8 kV; film : Polaroid type 107; ouverture : f/4.) Les cercles représentent les fils des électrodes.

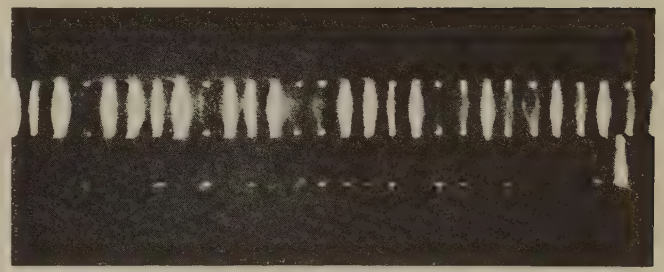


Fig. 76 Mêmes conditions que pour la figure 75. On remarque l'excellente efficacité de la chambre (une étincelle par fil).

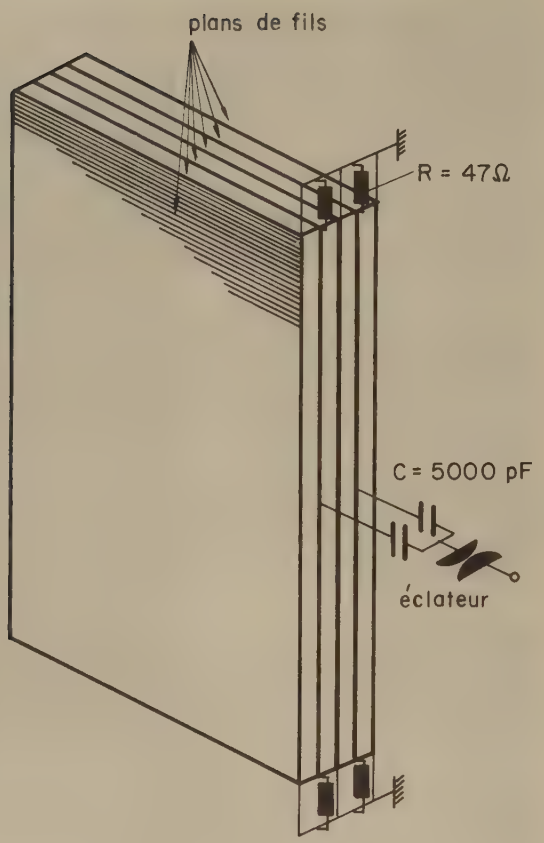


Fig. 77 Présentation schématique du circuit de déclenchement du grand prototype intermédiaire

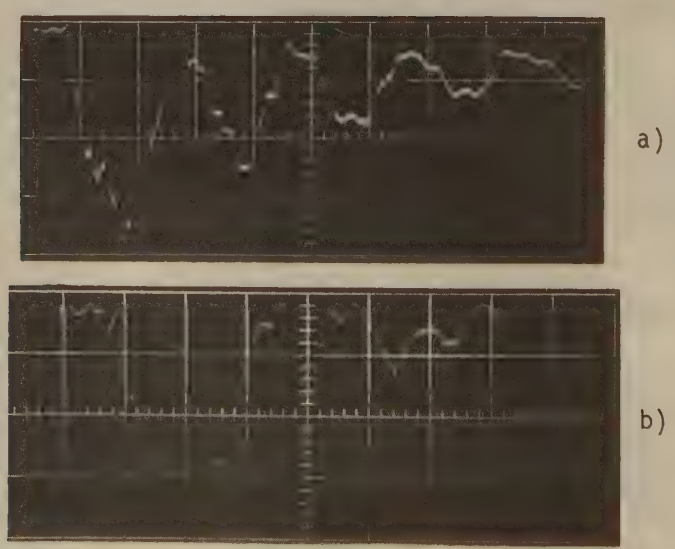


Fig. 78 La forme des impulsions de haute tension mesurées aux bornes des résistances de terminaison :

a) R = ∞ (100 nsec/div, 1 kV/div);
b) R = 47 Ω (50 nsec/div, 1 kV/div).

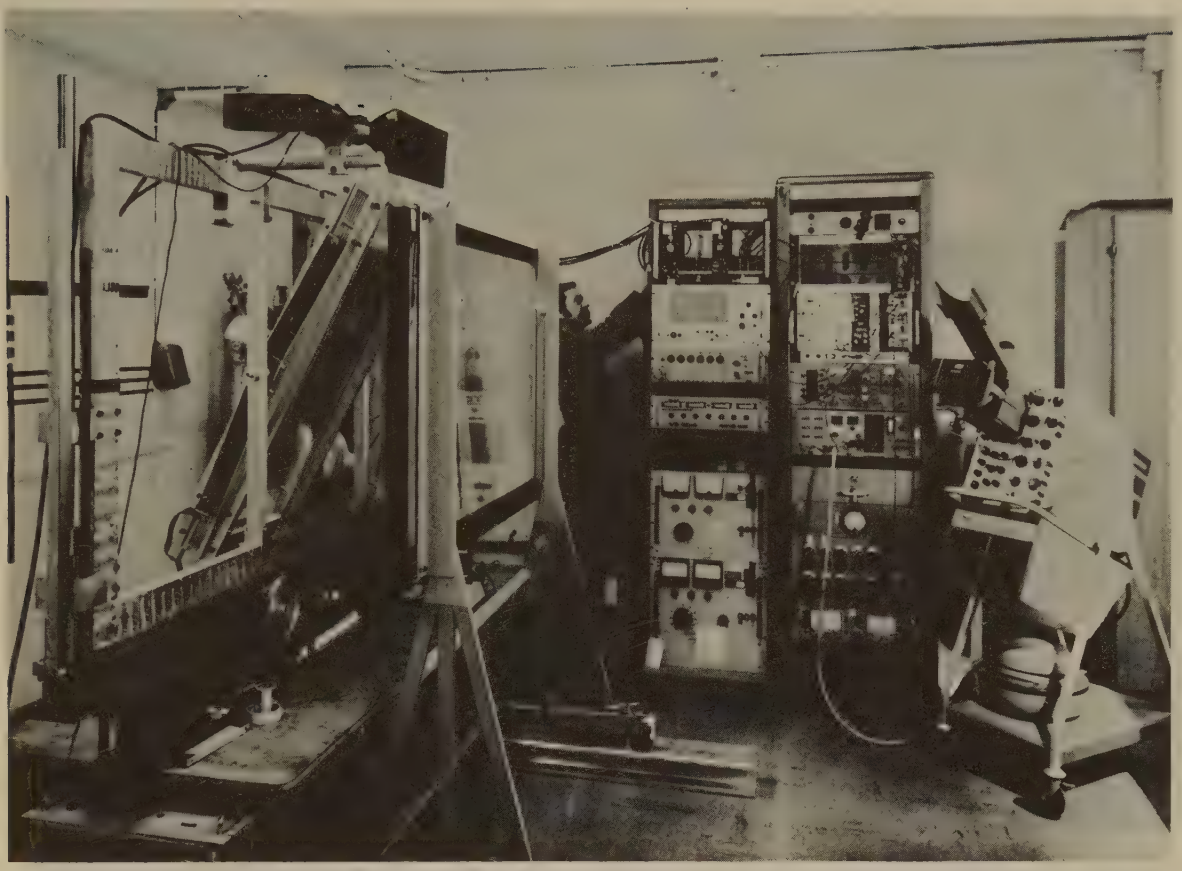


Fig. 79 Vue d'ensemble de la chambre, inclinée de 26°, et de la lentille plano-cylindrique placée devant elle.

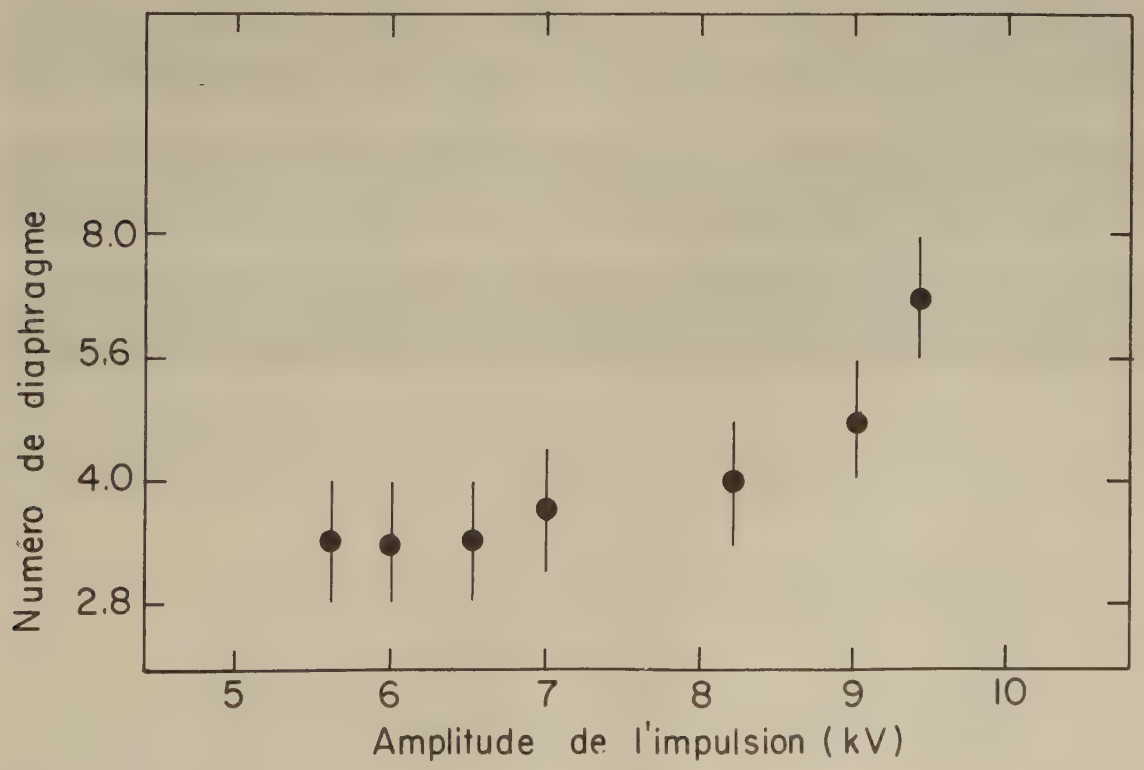


Fig. 80 Les meilleures conditions photographiques en fonction de la hauteur des impulsions de haute tension

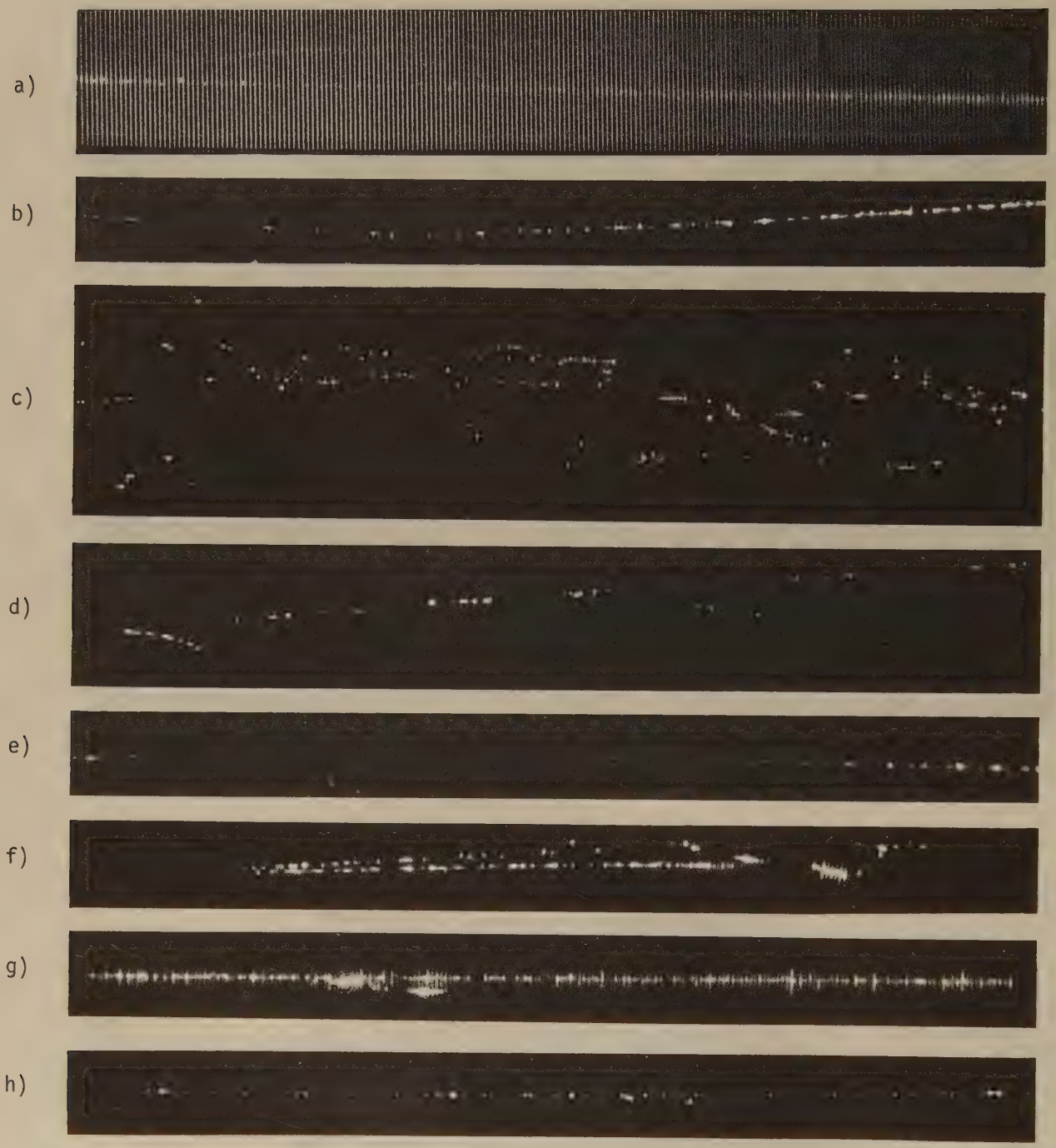
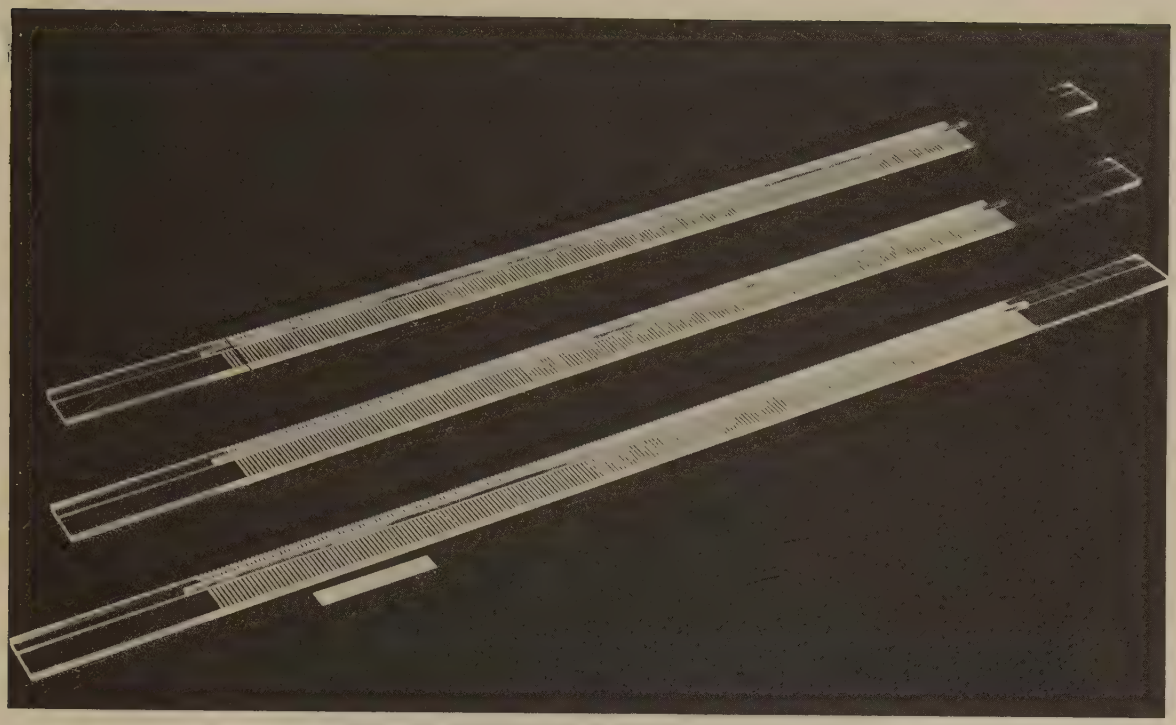
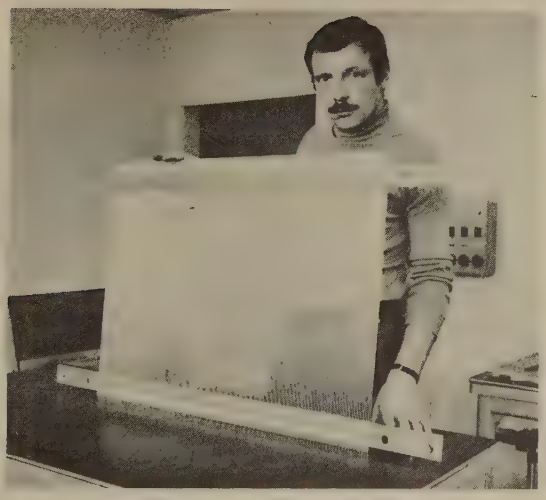


Fig. 81 Exemples typiques des traces des rayons cosmiques enregistrées dans la chambre dans différentes conditions. (Gaz : hénogal + 1% de méthylal; film : Kodak SO 265) :

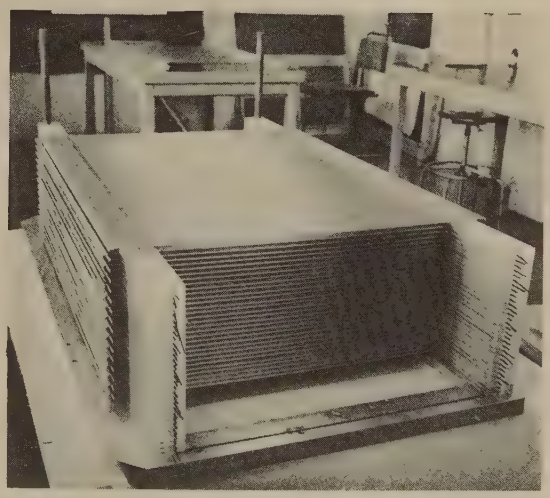
a) 8,2 kV, f/4;
b) 6 kV, f/2,5;
c) 5,6 kV, f/2,8;
d) 7 kV, f/2,5;
e) 7 kV, f/4;
f) 9 kV, f/4;
g) 9,4 kV, f/5,6;
h) 9,4 kV, f/8.



a)



b)



c)

Fig. 82 Les étapes principales dans la construction de la chambre à cinquante-quatre intervalles :

a) Les barrettes de support;
b) Un plan de fils;
c) L'assemblage des plans de fils.

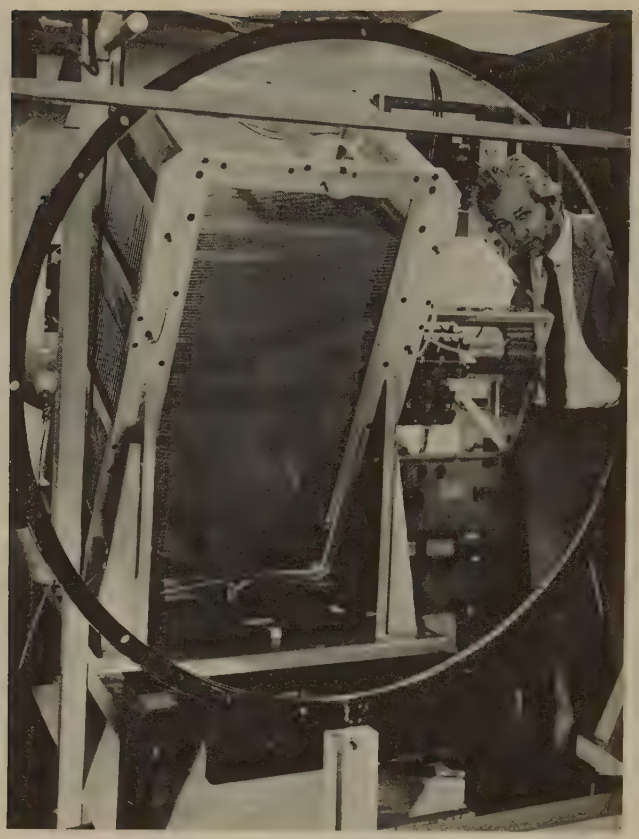
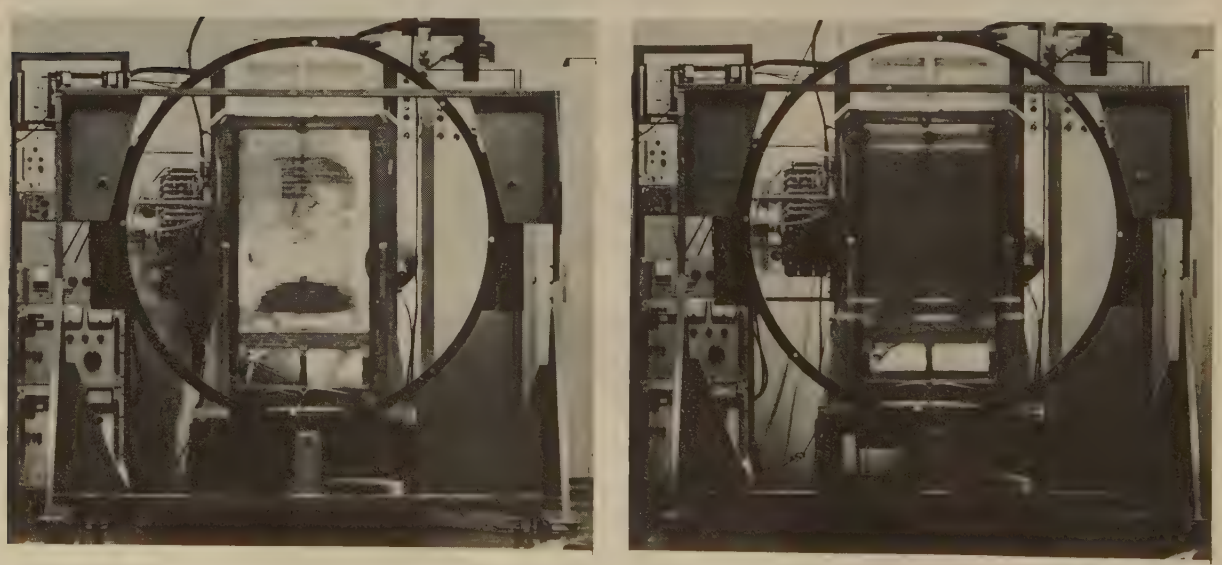


Fig. 83 Vue d'ensemble de la chambre à cinquante-quatre intervalles et de la lentille plano-sphérique en plexiglas



a) b)

Fig. 84 L'effet de la lentille :

a) L'objectif de la caméra se trouve sur l'axe optique de la lentille : la chambre est transparente;
b) L'objectif est situé à quelques centimètres au-dessus de l'axe optique de la lentille : la chambre est devenue tout à fait opaque.

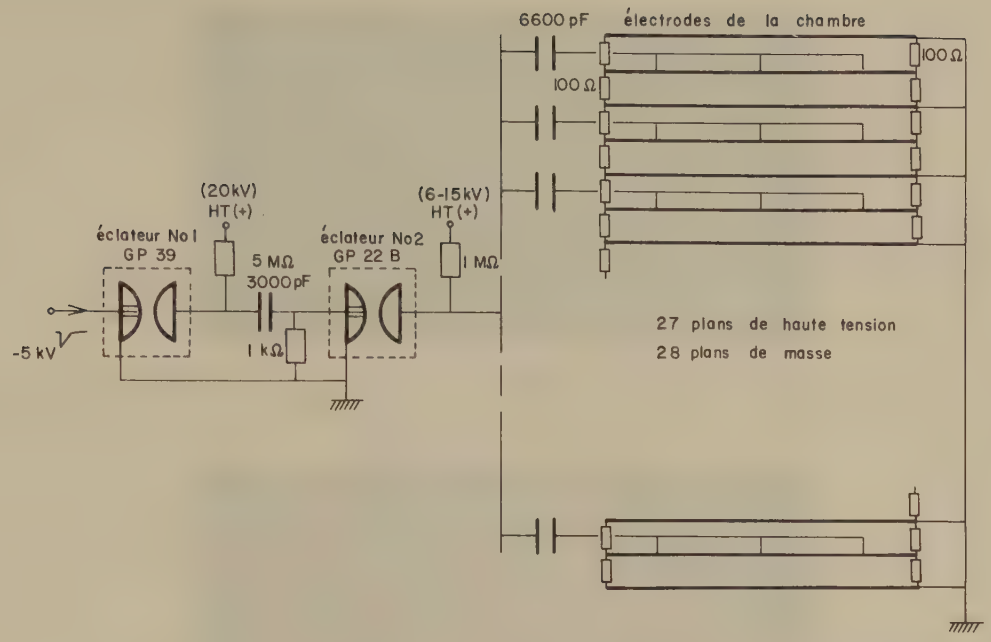


Fig. 85 Circuit électrique actuel du déclenchement de la chambre à cinquante-quatre intervalles, comprenant un seul éclateur.

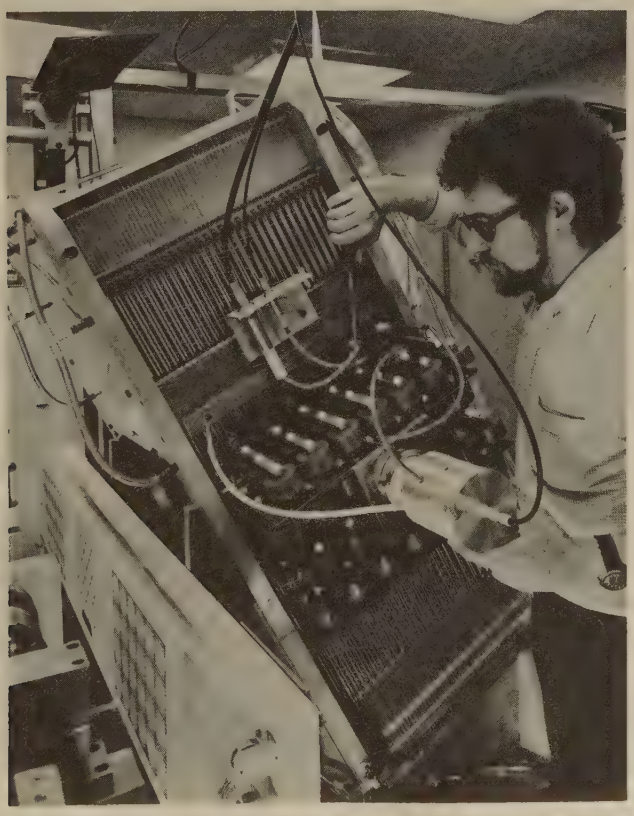


Fig. 86 L'ensemble des capacités de stockage et l'unité de déclenchement (le cylindre métallique devant). Les connexions de masse ne sont pas encore reliées aux électrodes.

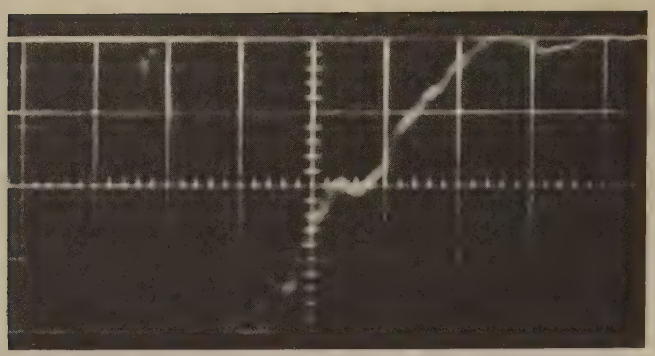


Fig. 87 La forme des impulsions obtenues aux bornes des résistances de terminaison avec le circuit actuel. (Echelle horizontale : 50 nsec/div.)

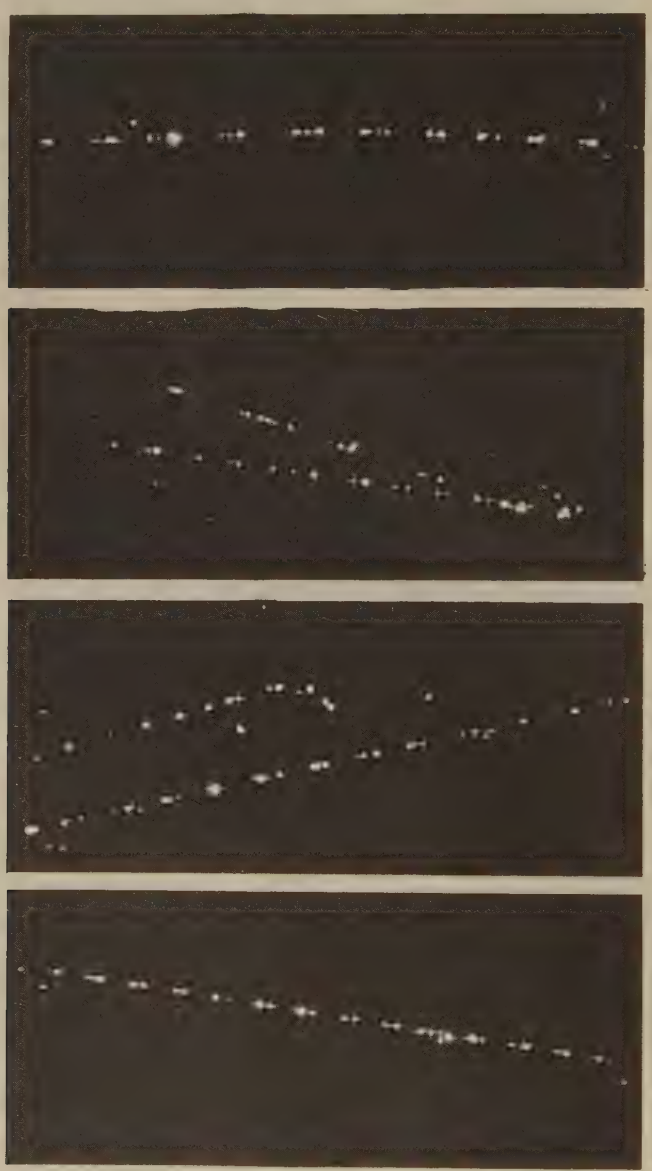


Fig. 88 Quelques exemples de traces traversant plusieurs intervalles obtenues des rayons cosmiques. On remarque la formation des trous dus au temps de montée médiocre des impulsions haute tension. (Impulsion HT : 6 kV; film : Kodak SO 265; ouverture : f/2,8.)

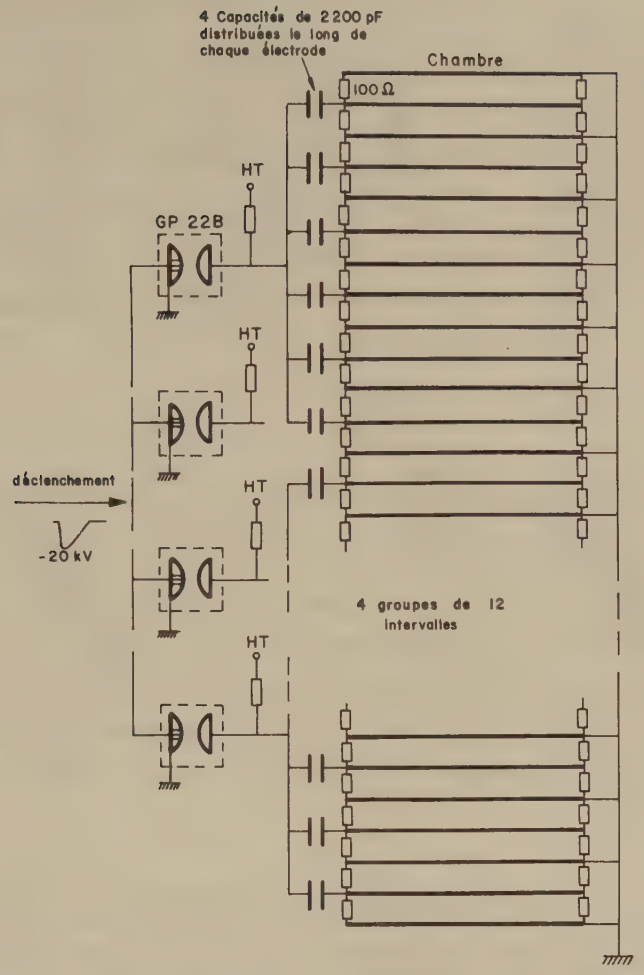


Fig. 89 : Circuit électrique modifié comprenant quatre groupes de douze intervalles déclenchés par quatre éclateurs individuels. Les capacités de stockage se trouvent en contact direct avec les électrodes de la chambre; les retours de masse sont également distribués le long de chaque électrode de terre.

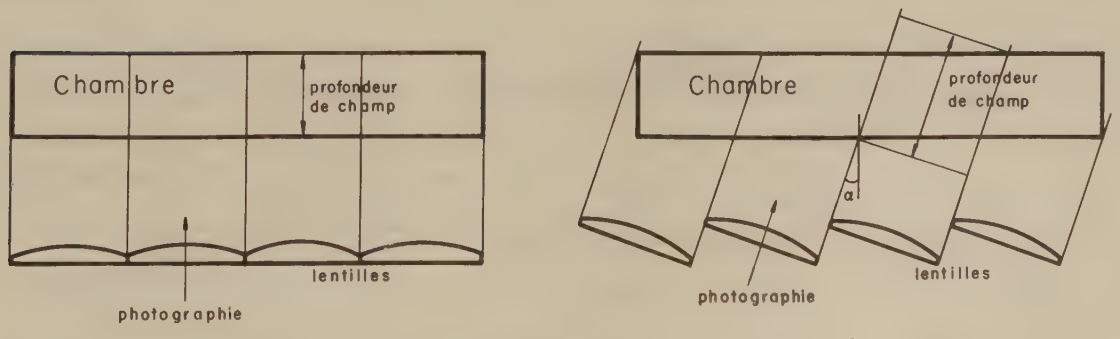


Fig. 90 La disposition du système optique :

a) Pour une photographie "de face";
b) Pour une photographie sous un certain angle.

Dans le premier cas, on bénéficie d'une profondeur de champ minimum.

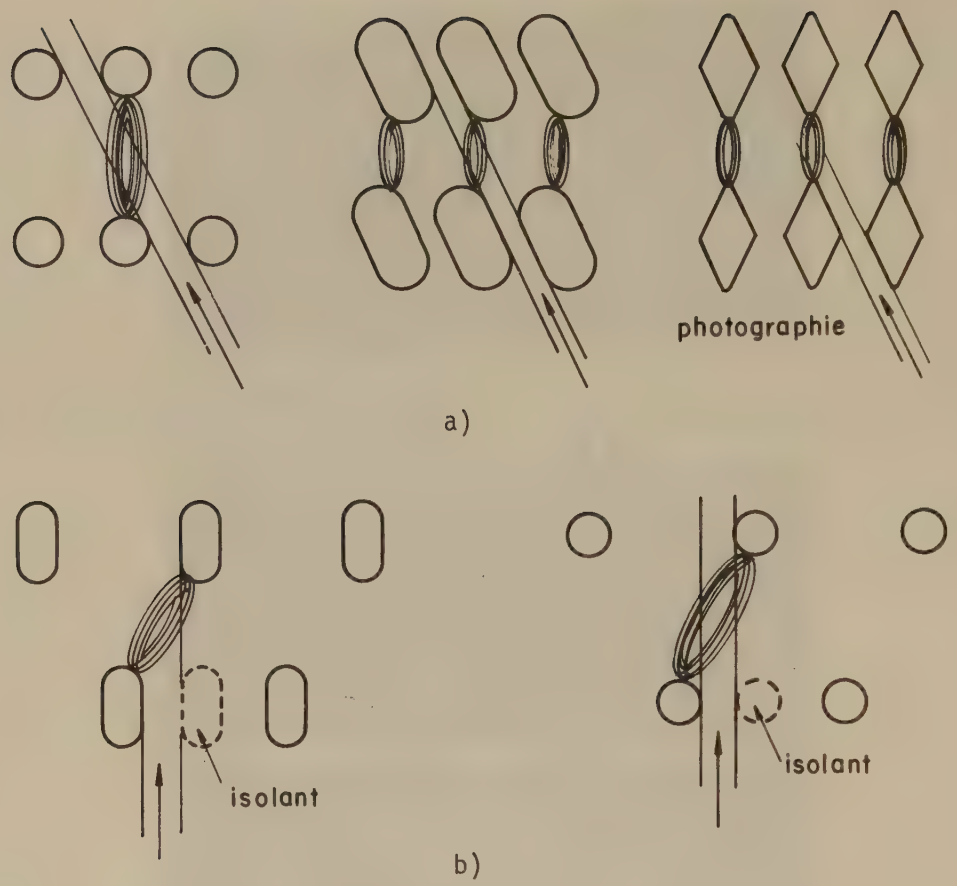


Fig. 91 Quelques solutions possibles d'arrangement et de profils des fils :

a) Solutions pour une photographie sous un certain angle;
b) Solutions en quinconce pour une photographie de face; l'étincelle se développe sous un certain angle par rapport au champ électrique.

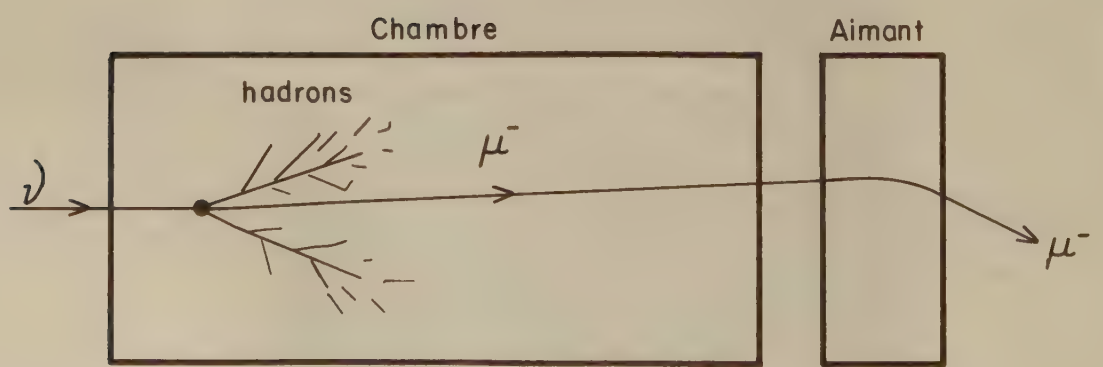


Fig. 92 Présentation très schématique d'un événement du type $\nu + p \rightarrow \mu^- +$ hadrons produit dans la chambre. L'aimant a comme fonction de déterminer l'énergie des muons.

10. LE PARCOURS DANS LES CHAMBRES A PROJECTION MULTI-INTERVALLES

Des particules chargées traversant un milieu quelconque perdent de leur énergie par des interactions avec les atomes ou les molécules de ce milieu; elles subissent des diffusions multiples qui leur font changer de direction.

Nous cherchons ici à établir le parcours moyen de certaines particules (pions et muons) ainsi que la distribution de ce parcours dans un milieu "quasi homogène" qui est celui de nos chambres, composées d'un réseau de fils métalliques dans un milieu gazeux. L'étude se divise en deux parties :

i) Le parcours dans des chambres à fils minces;
ii) Le parcours dans des chambres à fils épais.

Dans les deux cas, nous utilisons la méthode de simulation de Monte Carlo[82] pour obtenir la distribution du parcours des particules d'une énergie donnée.

Comme la perte d'énergie dans la matière des fils est beaucoup plus élevée que celle dans le gaz, nous ne tenons compte que de la première. Des particules pénétrant dans la chambre ont été considérées seulement en deux dimensions spatiales du fait que le parcours ne dépend pas de l'angle d'incidence (comme dans le cas des chambres à étincelles multi-électrodes).

10.1 La méthode du calcul

La distribution du parcours est simulée par la méthode de Monte Carlo. La chambre est considérée comme un réseau de fils de matières différentes, de rayon R, avec un espacement entre fils s et un intervalle entre deux rangées de fils L. Les particules, d'une énergie donnée, sont générées au hasard d'une source se trouvant dans une certaine position par rapport à la chambre (fig. 93). Les valeurs du parcours, ainsi que la perte d'énergie des particules dans les matériaux des fils, ont été puisées dans la littérature[83,84].

Pour chacune des particules générées, un angle θ de pénétration a été généré au hasard et la trajectoire a été dessinée jusqu'à la rencontre du premier fil. Un parcours moyen de $\pi R/2$ a été utilisé pour chaque fil et la perte de moment $\Delta(p\beta)$ sur ce parcours a été calculée et soustraite du $p\beta$:

$$\Delta(p\beta) \cong \frac{\left[p\beta(\text{théorique}) \times \text{parcours dans la matière par étape}\right]}{\text{parcours total (théorique)}} .$$

Etant donné que $p\beta$ décroît plus lentement avec la distance parcourue pour les énergies plus élevées[83], l'effet de cette approximation est négligeable. Le changement de direction de la particule, dû à la diffusion multiple, a été calculé en utilisant la relation[85] :

$$\sigma \simeq \frac{14,8}{p\beta} \sqrt{\frac{X}{X_0}} .$$

La distribution angulaire due à la diffusion multiple est approximativement une gaussienne dont σ est l'écart standard, X/X_0 l'épaisseur de la matière en unités de longueur de radiation, et p le moment de la particule en MeV/c.

L'angle θ de la trajectoire a été varié au hasard de la quantité $\pm\sigma$ et la particule suivait la trajectoire jusqu'au prochain fil selon sa nouvelle direction. Lorsque la distance totale parcourue dans la matière des fils atteint le parcours donné théoriquement, la distance totale de parcours dans la chambre est calculée.

10.2 Le parcours dans une chambre à fils minces

Nous avons considéré une chambre ayant les paramètres suivants : R = 0,05 mm, s = 1,1 mm, L = 8 mm. Une source de pions de 100 MeV/c et de 1 GeV/c a été considérée à une distance de 5 mm de la chambre (fig. 93). Les calculs ont été effectués pour des fils de tungstène et d'aluminium, en utilisant les données du tableau 7.

Tableau 7

Matière du fil	Longueur de radiation X_0 (g/cm^2)	Densité (g/cm^2)	Parcours[83] (g/cm^2)	
			100 MeV/c	1 GeV/c
Tungstène	6,3	19,3	53,5	820
Aluminium	24,4	2,7	34	560

La distribution du parcours calculée est donnée par la figure 94. On peut remarquer que la dispersion est beaucoup plus grande pour les fils en tungstène, dont le numéro Z est plus élevé que celui de l'aluminium.

10.3 Le parcours dans une chambre à fils épais

Etant donné que l'une des utilisations principales d'une telle chambre serait comme détecteur dans les expériences neutrinos aux hautes énergies (où l'on détecterait les muons secondaires issus par interaction des neutrinos avec les fils de la chambre), il serait intéressant de connaître le parcours des muons pour l'utiliser par exemple comme instrument de mesure d'énergie du neutrino.

Pour établir la distribution du parcours dans de telles chambres, nous avons utilisé la même méthode que pour les fils minces, mais la source de muons est placée cette fois-ci sur un fil du fait que les muons y sont réellement produits.

Des muons de 2 et 6 GeV/c étaient générés sous un angle θ choisi au hasard. La chambre a été considérée comme ayant des fils en fer. Les paramètres employés dans les calculs figurent dans le tableau 8.

Tableau 8

Longueur de radiation X_0 (g/cm^2)	Densité (g/cm^3)	Parcours[84] (g/cm^2)	
		2 GeV/c	6 GeV/c
13,8	7,9	1236,8	3451,0

10.3.1 Homogénéité de la chambre

Pour pouvoir utiliser le parcours des muons dans la chambre comme moyen pour déterminer leur énergie, il a fallu vérifier l'homogénéité qu'une telle structure présente au point de vue de la matière.

Nous avons cherché à déterminer la quantité de matière que présente la chambre selon l'angle de pénétration θ. La figure 95 représente la fraction de matière en fonction de θ pour des muons ayant une énergie infinie (pas de diffusion multiple) et des énergies de 6 GeV/c et 2 GeV/c. Les paramètres de la chambre sont R = 1 mm, s = 4 mm, L = 7 mm. On peut remarquer qu'à part l'angle θ = 0 et un ou deux autres "ordres cristallins", dépendant de la configuration des fils (ici 0,52 rad et 0,85 rad), où la plupart des fils sont traversés par la particule, la chambre présente un milieu pratiquement homogène. Dans notre cas particulier, la concentration de matière est de 11,2 ± 2%, ce qui correspond à une densité moyenne de 0,9 ± 0,16 g/cm^3.

10.3.2 Distribution du parcours

Nous avons calculé la distribution du parcours pour une chambre ayant les paramètres : R = 1 mm, s = 4 mm, L = 7 mm, et dans trois cas :

i) Pour $0 \leq \theta \leq \pi/4$;
ii) Pour un angle particulier ($\theta = \pi/4$);
iii) Pour un milieu homogène de même matière et de densité moyenne égale à celle de la chambre.

Les résultats sont présentés sur la figure 96 pour des muons de 2 et 6 GeV/c.

On peut remarquer que la distribution dans le cas (a) a une queue plus longue que celle en (b) du fait que pour les directions de θ = 0 et 0,52 rad les particules, par l'effet de la diffusion multiple, entrent dans la rangée entre les fils et leur parcours augmente.

Par contre dans le cas (c), la queue est vers l'arrière du fait de la diffusion multiple. Cette distribution est moins dispersée que dans les cas (a) et (b). Nous pouvons remarquer que le parcours peut être déterminé avec une assez bonne précision : la largeur totale à mi-hauteur étant de 3,5% pour les muons de 2 GeV/c et de 1,3% pour ceux de 6 GeV/c.

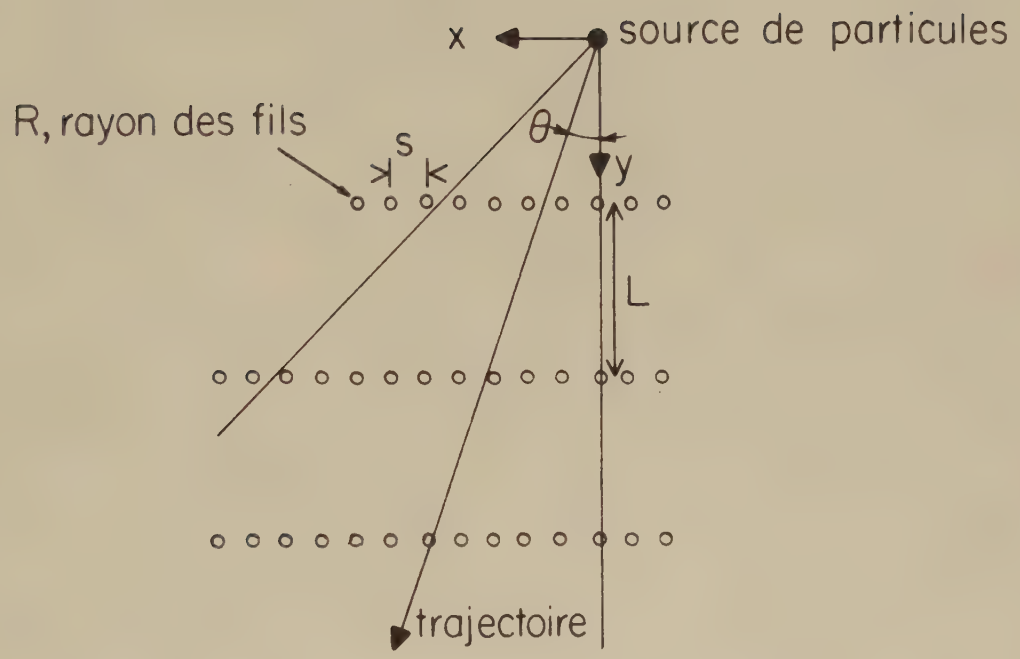
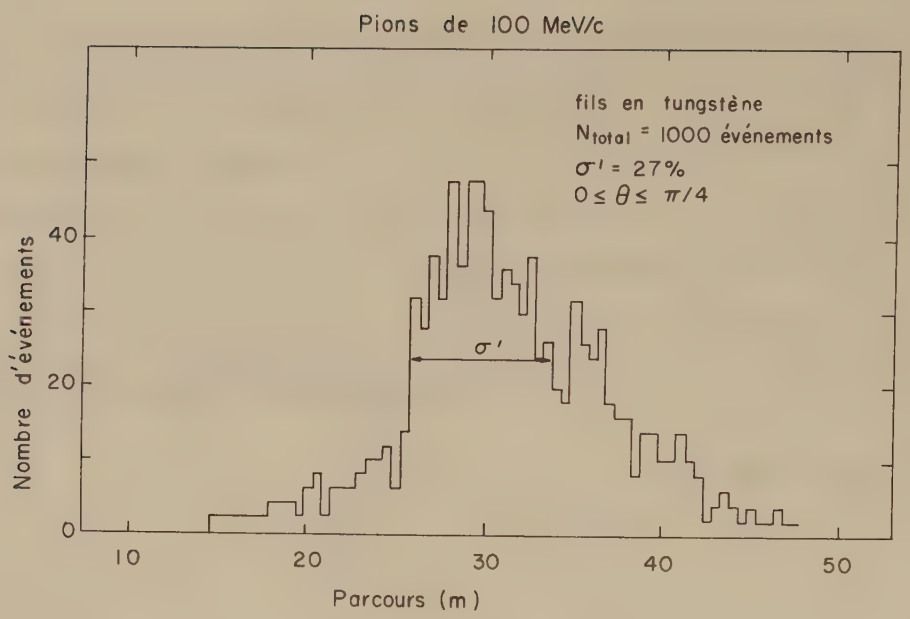


Fig. 93 La génération des particules sous un angle θ pris au hasard, dans une structure de fils "cristalline", simulant le milieu des chambres.



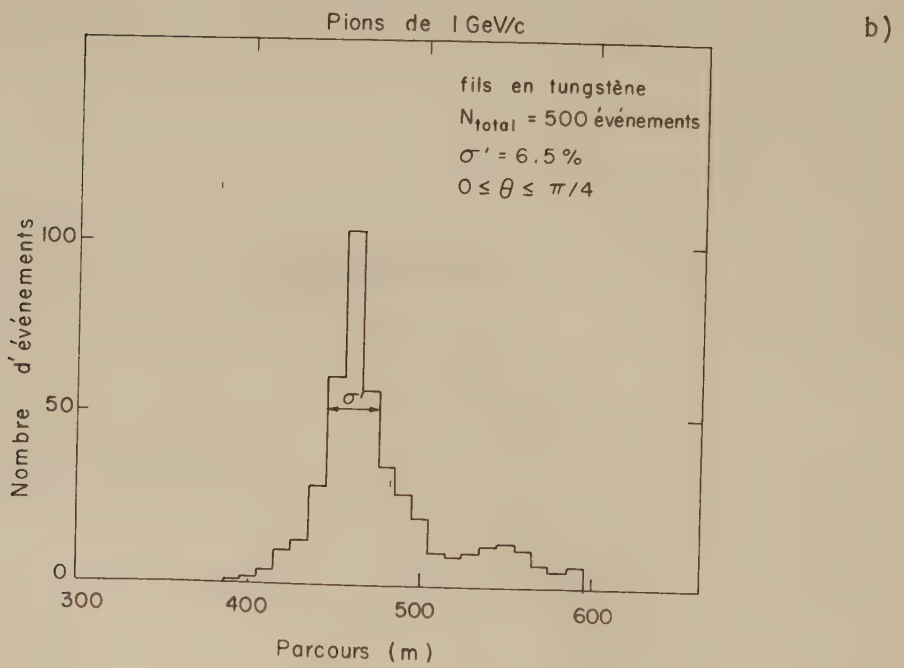
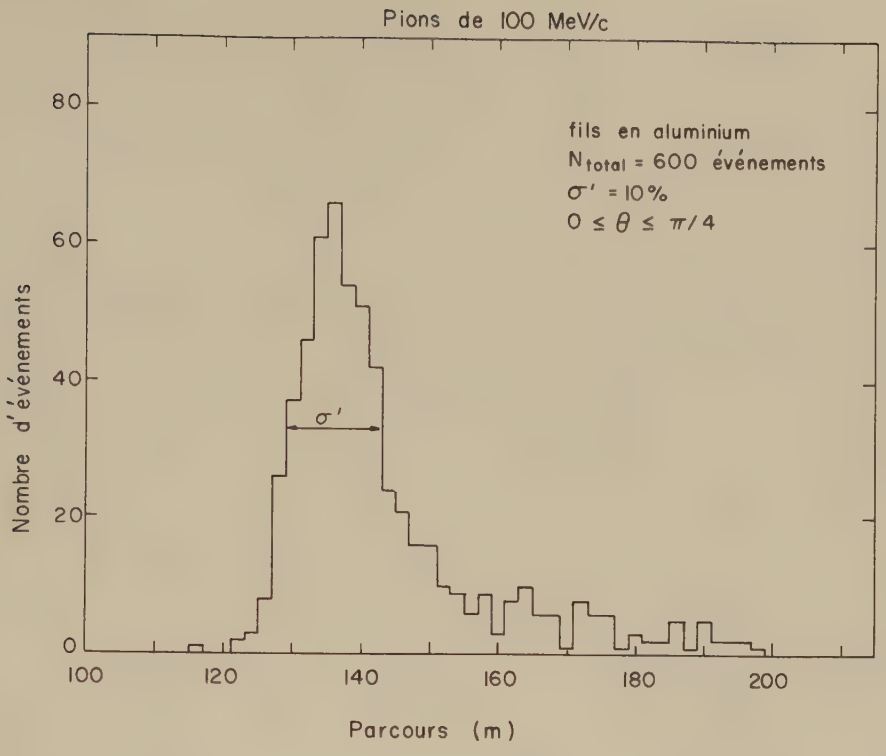


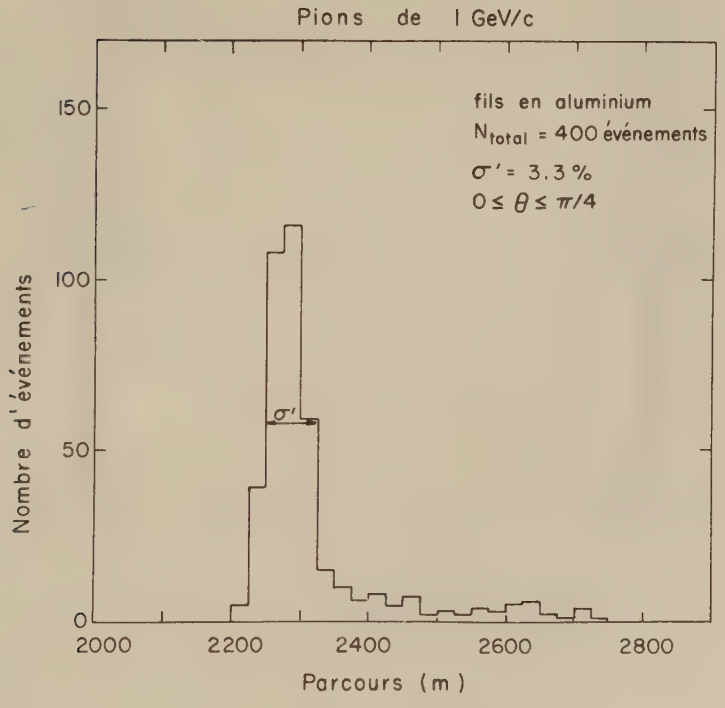
Fig. 94 Parcours de pions simulé dans une chambre à fils minces ayant les paramètres suivants : R = 0,05 mm, s = 1,1 mm, L = 8 mm :

a) Fils en tungstène, 100 MeV/c;
b) Fils en tungstène, 1 GeV/c;
c) Fils en aluminium, 100 MeV/c;
d) Fils en aluminium, 1 GeV/c.

c)


Pions de 100 MeV/c
fils en aluminium
N_{total} = 600 événements
σ' = 10%
$0 \leq \theta \leq \pi/4$
σ'
Nombre d'événements
Parcours (m)
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200

d)


Pions de 1 GeV/c
fils en aluminium
N_{total} = 400 événements
σ' = 3.3%
$0 \leq \theta \leq \pi/4$
σ'
Nombre d'événements
Parcours (m)
0
50
100
150
2000
2200
2400
2600
2800

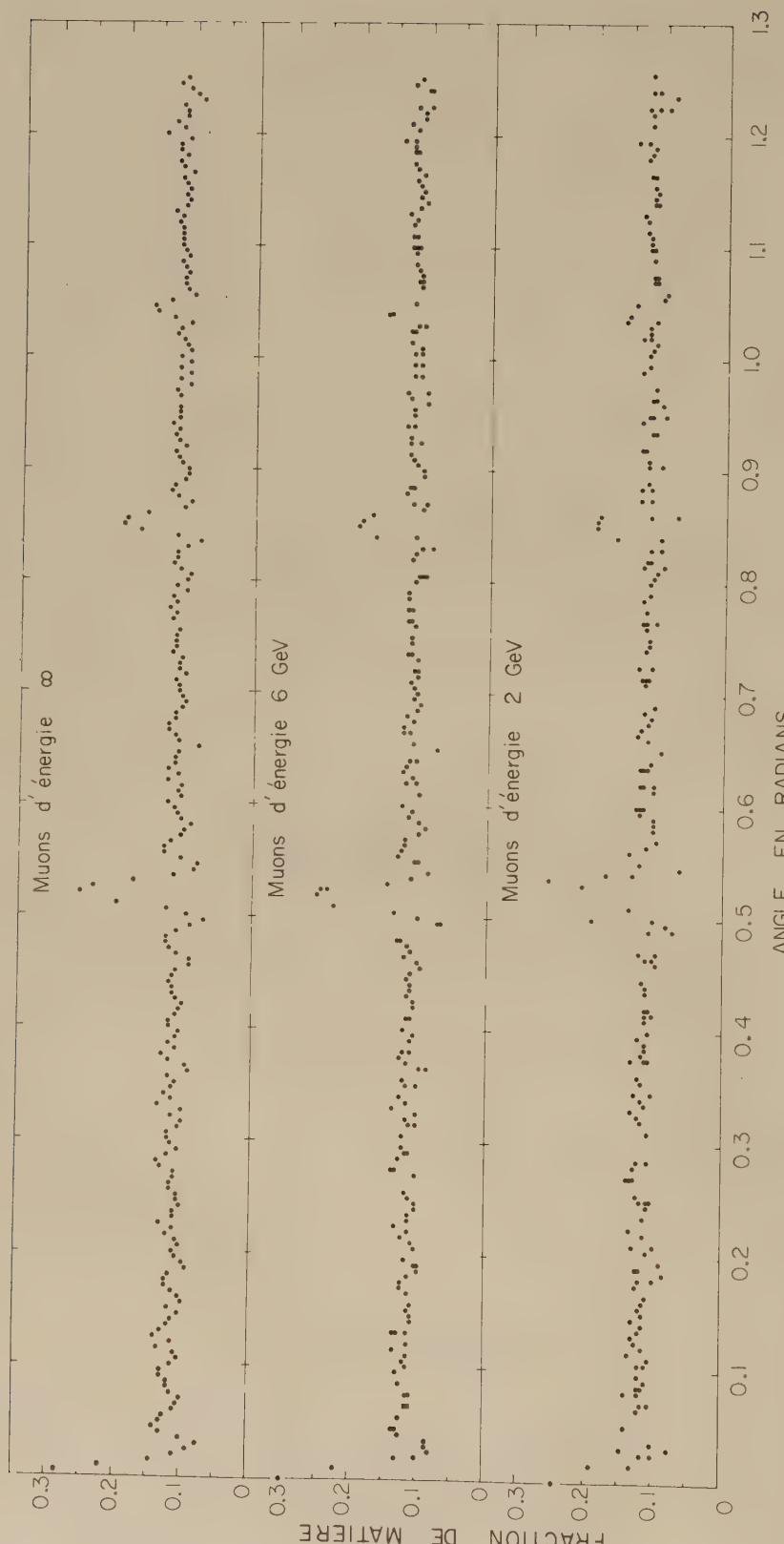


Fig. 95 Homogénéité de la structure cristalline des fils épais. La fraction de matière traversée en fonction de l'angle de pénétration θ est présentée pour des muons d'énergie 2 GeV, 6 GeV et ∞. Paramètres de la chambre : R = 1 mm, s = 4 mm, L = 7 mm.

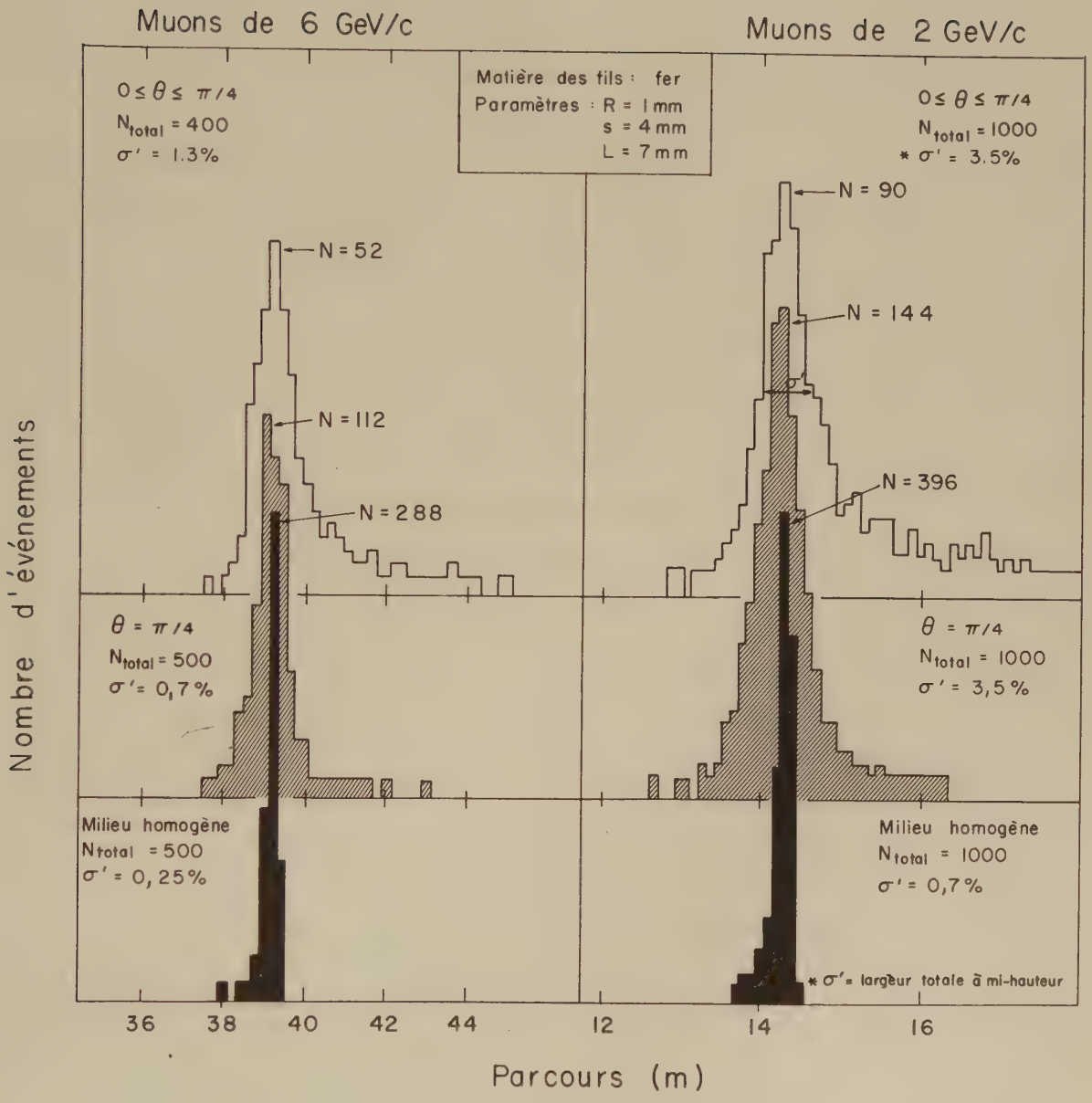


Fig. 96 Parcours des muons de 2 et 6 GeV/c simulé dans une chambre à fils épais en fer ayant comme paramètres : R = 1 mm, s = 4 mm, L = 7 mm, et dans un milieu homogène de même densité moyenne.

CONCLUSIONS

Dans ce travail nous avons contribué à la recherche sur les détecteurs utilisés dans la physique des particules élémentaires, en développant un nouveau type de détecteur visuel basé sur la décharge dans les gaz.

Utilisant le principe de la chambre à projection, abandonnée depuis une dizaine d'années du fait qu'elle n'offrait la localisation des traces de particules qu'en deux dimensions spatiales, nous avons développé la chambre à projection multi-intervalles, qui offre la localisation en trois dimensions.

Ce type de chambre est non seulement compétitif avec les autres détecteurs visuels existants, mais offre de nombreux avantages.

Grâce à la structure régulière des électrodes, une telle chambre constitue un détecteur "transparent" quel que soit son volume utile.

Le fonctionnement de la chambre est rendu simple par le fait que le champ électrique est appliqué alternativement entre les électrodes, ne nécessitant ainsi que des impulsions de faible valeur (3 à 15 kV selon la largeur de l'intervalle interélectrodes), indépendamment du nombre d'électrodes; toutefois le temps de montée des impulsions de haute tension doit être aussi court que possible (10-20 nsec) pour assurer une bonne homogénéité des traces.

Le choix des paramètres géométriques des chambres composées d'électrodes à fils minces joue un rôle capital dans le fonctionnement de celles-ci. Nous avons effectué une étude basée sur la mesure de la charge électrique critique sur les fils, et avons établi des relations entre les différents paramètres : diamètre des fils, espacement entre fils, et intervalle interélectrodes, en fonction du gaz de remplissage et du potentiel appliqué. Cette étude est générale et peut être appliquée à d'autres types de chambres à étincelles à fils.

Grâce à une simple méthode de découplage capacitif que nous avons mis au point, chaque fil de la chambre peut posséder sa propre capacité de stockage; nous obtenons alors une très bonne efficacité de détection pour des événements multiples et une excellente homogénéité des traces. La densité des étincelles est élevée (3 à 5 par centimètre), ce qui pourrait permettre l'étude de l'ionisation.

La qualité des traces est bonne et comparable à celle obtenue avec la chambre à dards, avec une luminosité plus élevée qui permet d'avoir des conditions photographiques moins strictes.

Grâce à des temps de montée très rapides obtenus par cette méthode de découplage, des chambres ayant des intervalles très étroits peuvent être utilisées assurant une bonne résolution spatiale. En effet, la longueur des étincelles

sera quatre à cinq fois plus courte que la longueur des dards généralement utilisée (2 cm) pour pouvoir effectuer la photographie sans employer d'amplificateurs de lumière.

Cette chambre est tout à fait isotrope; elle assure la détection des particules, avec une bonne efficacité, quelle que soit leur direction par rapport aux électrodes. Ceci constitue un grand avantage sur les autres chambres à étincelles visuelles qui, elles, n'ont pas cette propriété extrêmement importante.

Les premières études concernant la résolution spatiale ont été très encourageantes; malgré toutes les erreurs systématiques, non corrigées, dues à la mesure manuelle des traces, ainsi qu'aux aberrations du système optique, et à la diffusion multiple des particules, nous avons une résolution variant entre 150 μm (pour une réduction optique de 10) et 400 μm (pour une réduction de 44), comparable avec celle des meilleures chambres visuelles existantes. En tenant compte de toutes les erreurs systématiques, cette résolution pourrait être améliorée d'un facteur deux au minimum.

Le principe de notre chambre peut s'appliquer à des milieux ayant une densité de matière variant dans une large gamme, entre quelques mg/cm^3 et quelques g/cm^3 selon le diamètre et le matériau du fil. Les premiers essais sur des prototypes ayant une densité d'environ 1 g/cm^3 ont été satisfaisants; une grande chambre à cinquante-quatre intervalles est actuellement sur la table d'essais.

Une telle chambre, constituée de quelques dizaines de tonnes de matière, pourrait constituer un détecteur très efficace pour les expériences sur les neutrinos dans le domaine des très hautes énergies. En effet, elle possède une densité similaire à celle des chambres à bulles à liquide lourd; son avantage sur ces dernières est de pouvoir être déclenchée par des détecteurs auxiliaires; en outre, elle offre une possibilité de précision statistique plus élevée pour les événements rares. Une densité de matière élevée peut être également obtenue en insérant entre les rangées des fils (minces) des tubes de verre remplis de gaz, dans une direction parallèle au champ électrique. Par une telle méthode, on peut obtenir un détecteur visuel étanche et simple à manier. Un tel détecteur pourrait être utile dans le domaine de la recherche spatiale.

Le présent travail n'est que le début du développement de ce type de chambres, mais les résultats déjà obtenus justifient sans doute son adjonction à la famille des détecteurs de particules dans le domaine de la physique des hautes énergies.

Remerciements

Ce travail a été effectué au CERN, à Genève, au sein du groupe dirigé par M. Georges Charpak, à qui je suis redevable d'avoir pu approfondir mes connaissances dans le développement des détecteurs de particules. M. Charpak a rendu possible mon séjour au CERN, il m'a prodigué ses conseils dans une ambiance de travail empreinte de chaleur humaine, et je lui exprime ma profonde reconnaissance de l'amitié dont il a bien voulu m'honorer.

Je tiens également à remercier vivement mon professeur, Robert Barjon, de l'Institut polytechnique de Grenoble, qui m'a orienté vers ce travail et grâce à qui j'ai été accepté au sein du groupe de M. Charpak. Ces remerciements ne vont pas sans un sentiment de gratitude pour le Service des bourses du ministère des Affaires étrangères de France qui m'a permis de parachever mes études à Grenoble et de m'imprégner de la culture française.

Je ne peux qu'être reconnaissant au professeur J. Meyer de l'intérêt qu'il a montré pour ce travail et des discussions captivantes et encourageantes que nous avons eues ensemble à ce sujet.

Je suis très sensible à l'honneur que m'ont fait le professeur Jean-Pierre Longequeue d'avoir bien voulu présider le jury de cette thèse et le Docteur P. Darriulat d'en faire partie.

Tout travail de recherche et de laboratoire est le résultat d'une collaboration étroite : celle de MM. K. Geissler, P. Darriulat, M. Holder, K. Tittel, F. Piuz, G. Brandon et de Mme F.W. Stubbs m'a été précieuse, et je tiens à les en remercier chaleureusement. M. J. Trembley, chef du groupe d'Instrumentation de la Division TC, m'a fourni une aide technique précieuse. Je tiens surtout à mentionner la collaboration et le travail très dévoué de M. A. Scharding qui a su diriger la construction de la plupart des prototypes d'une manière très soignée. De même , l'aide technique de MM. R. Benoit, R. Bouclier, G. Million, J.C. Santiard, G. Cerutti et D. Nanjod a été très appréciée. A tous, j'exprime ma reconnaissance. N'oublions pas non plus le service graphique de la Division TC, représenté par M. M. Bellettieri et Mmes C. Plumettaz et C. Rigoni qui, avec sourire et bonne humeur, ont accepté et livré un travail toujours soigné.

Une organisation ne saurait subsister sans la sympathique équipe du Service dactylographique, dirigé dans ce cas particulier, par Mme K. Wakley. Je dois la présentation de ce mémoire à Mmes S. Vascotto et P. Estier, que je remercie chaleureusement ainsi que M. H. Mettler et l'équipe de photographie du CERN.

Si j'en ai oubliés, qu'ils me le pardonnent.

Nous sommes tous attelés à la même tâche, et l'ambiance qui règne au CERN constituera toujours un souvenir inoubliable pour moi, une leçon de travail et une riche expérience humaine.

REFERENCES

1) O.K. Allkofer, Spark chambers (Karl Thiemig KG Verlag, München, 1969).

2) A. von Engel, Ionized gases (Clarendon Press, Oxford, 1955).

3) N. Lehnart, Rapport interne du Phys. Instr. TH Aachen, Int. Rep. 1 (1964), non publié.

4) D. Rapp et P. Englander-Golden, J. Chem. Phys. 43, 1464 (1965).

5) L.J. Kieffer et G.H. Dunn, Rev. Mod. Phys. 38, 1 (1966).

6) H. von Thöll, Z. Naturforsch. 18a, 15, 587 (1963).

7) S. Fukui, On the spark formation in the spark chamber, présenté aux 1963 NPA Seminars on the Neutrino Experiment, Genève, 1963 (CERN 63-37, 1963), p. 145.

8) S.C. Brown, Basic data of plasma physics (John Wiley and Sons, New York, 1966).

9) K.N. Wagner, Z. Phys. 178, 64 (1964).

10) H. Raether, CR Conf. int. sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz, Paris, 1963 (CEN, Saclay, 1964), tome II, p. 305.

11) H. Raether, Electron avalanches and breakdown in gases (Butterworth, Londres, 1964).

12) J.M. Meek et J.D. Craggs, Electric breakdown in gases (Clarendon Press, Oxford, 1953).

13) L.B. Loeb, Basic processes of gaseous electronics (Univ. California Press, Berkeley, 1955).

14) B. Gänger, Der Elektrische Durchschlag von Gasen (Springer Verlag, Berlin, 1953).

15) G. Francis, Ionization phenomena in gases (Butterworth, Londres, 1960).

16) B. Rossi, High-energy particles (Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, 1965).

17) J.W. Keuffel, Rev. Sci. Instrum. 20, 202 (1949).

18) P.G. Henning, Thèse, Univ. Hambourg (1955), non publié.

19) T.E. Cranshaw et J.F. de Beer, Nuovo Cimento 5, 1107 (1957).

20) G. Charpak, J. Physique Radium 18, 539 (1957).

21) O.K. Alkoffer, Atomkernenergie 4, 389 (1959).

22) S. Fukui et S. Myamoto, Nuovo Cimento 11, 113 (1959).

23) G.E. Chikovani, V.A. Mikhailov et V.V. Roinishvili, Phys. Letters 6, 254 (1963).

24) B.H. Dolgoshein, B.V. Rodionov et B.I. Luchkov, Nuclear Instrum. Methods 29, 270 (1964).

25) F. Schneider, The discharge chambers, rapport interne CERN/PS/Int. AR J9-6 (1959), non publié.

26) F. Schneider, A spark chamber of three-dimensional resolution, Proc. Informal Meeting on Filmless Spark Chamber Techniques and Associated Computer Use, Genève, 1964 (CERN 64-30, 1964), p. 351.

27) L.M. Lederman, A Strelzoff et J. Giordmaine, Rev. Sci. Instrum. 32, 525 (1961).

28) G. Charpak, Annu. Rev. Nuclear Sci. 20, 195 (1970).

29) F. Krienen, Nuclear Instrum. Methods 16, 282 (1962).

30) G. Gianelli, Nuclear Instrum. Methods 31, 29 (1964).

31) G. Charpak, J. Favier et L. Massonnet, Nuclear Instrum. Methods 24, 501 (1963).

32) H. Gelerntner, Nuovo Cimento 22, 631 (1961).

33) G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier et Č. Zupančič, Nuclear Instrum. Methods 73, 83 (1968).

34) L. Kowarski, Recognition of visual data in high-energy physics, chap. 20 de Computers and their role in the physical sciences, édité par S. Fernbach and A. Taub (Gordon and Breach, New York, 1970), p. 479.

35) D. Lord et E. Quercigh, The Erasme project summary, rapport interne CERN/DD/DH/70/20 (1970), non publié.

36) Proc. Int. Conf. on Data Handling Systems in High-Energy Physics, Cambridge, 1970 (CERN 70-21, 1970).

37) A. Roberts, Rev. Sci. Instrum. 32, 482 (1961).

38) M.I. Daion et G.A. Leskin, Soviet Phys. Uspekhi 6, 428 (1963).

39) D. Blanc et P. Laborie, Nucleus 2, 3 (1963).

40) W.A. Wenzel, Annu. Rev. Nuclear Sci. 14, 205 (1964), et IEEE Trans. Nuclear Sci. 13, 3 (1966).

41) J.G. Rutherglen, Progr. Nuclear Phys. 9, 3 (1964).

42) K. Stauch, IEEE Trans. Nuclear Sci. 12, 4 (1965).

43) G. Charpak, L. Massonnet et J. Favier, Progr. Nuclear Tech. Instr. 1, 323 (1965).

44) J.W. Cronin, Bubble and spark chambers 1, 315 (1967).

45) G.R. MacLeod et B. Maglić, rapport CERN 64-30 (1964).

46) V.N. Bolotov et M.I. Devichev, rapport F.I.A.N. Moscou A49 (1963).

47) A.I. Alikhanian, Problems of elementary particle physics (Acad. Sci. Arménie, Erevan, 1963).

48) V. Eckardt, communication privée.

49) F. Schneider et K.H. Höhne, Nuclear Instrum. Methods 20, 152 (1963), ainsi que plusieurs rapports internes du CERN (non publiés) écrits par F. Schneider entre 1959 et 1964.

50) F. Bulos, rapport SLAC No 74 (1967) et les références 9 à 19 de ce rapport.

51) H. Schmied, F. Rohrbach et F. Piuz, rapport interne CERN/EMSA/TC-L/Int. 72-7 (1972), non publié.

52) I.B. Hasted, Physics of atomic collisions (Butterworth, Londres, 1964), p. 463 à 467.

53) G. Charpak et L. Massonnet, Rev. Sci. Instrum. 34, 664 (1963).

54) M. Weinert, Diplomarbeit, Univ. Kiel (1968), non publié.

55) Voir référence 1, p. 189.

56) H. Faissner, F. Ferrero, S. Fukui, J. M. Gaillard, H.J. Gerber, B. Hahn, F. Krienen, G. Muratori, M. Reinharz et R.A. Salmeron, Proc. Sienna Int. Conf. on Elementary Particles, Sienna, 1963 (SIF, Bologna, 1964), vol. I, p. 546.

57) E. Marx, Elektrotech. Z. 45, 652 (1924).

58) E. Gygi et F. Schneider, rapport CERN 64-30 (1964), p. 351.

59) B. Friend, Nuclear Instrum. Methods 65, 311 (1968).

60) S. Fukui et S. Myamoto, J. Phys. Soc. Japan 16, No 12, 2574 (1961).

61) S. Fukui et B. Zacharov, Nuclear Instrum. Methods 23, 24 (1963).

62) S. Myamoto, Nuovo Cimento 27, 1325 (1963).

63) A.A. Borisov, B.A. Dolgoshein, B.I. Luchov, L.V. Reshetin et V.I. Ushakov, Instrum. Exper. Tech. 1, 48 (1962).

64) A.I. Alikhanian, T.L. Asatiani, E.M. Matevosian, A.A. Nazaryan et R.O. Sharkhatunian, Phys. Letters 7, 272 (1963).

65) G. Charpak, A. Breskin et F. Piuz, Nuclear Instrum. Methods 100, 157 (1972).

66) A. Breskin, G. Charpak et K. Geissler, Nuclear Instrum. Methods 107, 361 (1973).

67) A. Breskin, G. Charpak, P. Darriulat, K. Geissler, M. Holder et K. Tittel, rapport interne CERN/NP Int. Report 72-21 (1972), non publié.

68) A. Breskin, rapport interne CERN/NP 72-20 (1972), non publié.

69) A. Breskin et K. Geissler, rapport interne CERN/D.PH.II/Instr. 72-7 (1972), non publié.

70) A. Breskin et G. Charpak, Nuclear Instrum. Methods 108, 427 (1973).

71) A. Breskin, G. Charpak, K. Geissler, J. Meyer, A. Scharding et F.W. Stubbs, A study of a big high-density multigap projection chamber, à soumettre pour publication dans Nuclear Instrum. Methods.

72) R.A. Nielsen, Phys. Rev. 50, 950 (1936).

73) J.A. Hornbeck, Phys. Rev. 83, 374 (1951).

74) L. Colli et V. Facchini, Rev. Sci. Instrum. 23, 39 (1952).

75) J.M. Kirshner and D.S. Toffolo, J. Appl. Phys. 23, 594 (1952).

76) K.K. Geissler, CERN CPC notes 1-3 (1972), non publiées.

77) F. Hodam, Technische Optik (VEB Verlag Technik, Berlin, 1967).

78) M. Conversi et M. Gozzini, Nuovo Cimento 2, 189 (1955).

79) H. Faissner, H. Foeth, K. Maull, N. Lehnart, E. Radermacher, K. Tittel, J. Daub, P. Darriulat, C. Grosso, V. Kaftanov, A. Round, C. Rubbia et J. Sandweiss, Colloque international sur l'électronique nucléaire, Versailles, 1968 (La Documentation française, Paris, 1969), tome III, p. 16-1.

80) G. Brandon et A. Breskin, CERN/D.PH.II/CPC note 4 (1972), non publiée.

81) D. Treille and H. Wachsmuth, Comments on the neutrino sessions, Proc. of the Second Tirrenia Study Week, Tirrenia, 1972 (CERN/ECFA/72/4 Vol. II, 1973), p. 109.

82) F.W. Stubbs, rapports internes CERN/NP Int. Report 72-3 et 72-3/Add. (1972), non publiés.

83) M. Rich et R. Madey, rapport du Lawrence Radiation Laboratory, UCRL 2301 (1954).

84) C. Richard-Serre, rapport CERN-71-18 (1971).

85) A.W. Wolfendale, Cosmic rays (Newnes, Londres, 1963).

ANNEXE

QUELQUES RESULTATS CONCERNANT LES PARAMETRES DES CHAMBRES A FILS MINCES (VOIR SECTION 6)

Résultats avec l'hénogal

d (mm)	Hénogal (+% M)*)	q_c (nC/m)	s (pour L = 5 mm) (mm)			s (pour L = 10 mm) (mm)			s (pour L = 20 mm) (mm)			s (pour L = 40 mm) (mm)		
			V=7000	V=5000	V=3000	V=8000	V=6000	V=4000	V=11000	V=9000	V=7000	V=19000	V=16000	V=13000
0,02	Pur	3,7	0,31	0,44	0,79	0,54	0,74	1,16	0,78	0,97	1,27	0,90	1,07	1,33
	+0,5	6,5	0,57	0,84	1,64	1,00	1,39	2,33	1,43	1,79	2,39	1,61	1,93	2,42
	+0,8	7,2	0,64	0,95	1,93	1,12	1,58	2,69	1,60	2,01	2,70	1,80	2,16	2,71
	+1,4	8,5	0,71	1,17	2,58	1,36	1,94	3,47	1,93	2,44	3,32	2,15	2,59	3,26
	+2	9,4	0,87	1,34	3,18	1,54	2,21	4,11	2,17	2,75	3,79	2,40	2,89	3,66
0,04	Pur	4,8	0,40	0,57	1,03	0,70	0,96	1,52	1,02	1,26	1,66	1,17	1,39	1,73
	+0,5	7,6	0,66	0,97	1,90	1,16	1,62	2,72	1,67	2,09	2,79	1,88	2,26	2,83
	+0,8	8,5	0,75	1,11	2,27	1,32	1,86	3,19	1,89	2,37	3,19	2,12	2,55	3,20
	+1,4	9,7	0,87	1,31	2,88	1,54	2,19	3,92	2,19	2,77	3,77	2,44	2,95	3,71
	+2	10,7	0,97	1,50	3,53	1,73	2,50	4,64	2,46	3,12	4,29	2,71	3,28	4,15
0,07	Pur	5,4	0,45	0,64	1,14	0,79	1,07	1,69	1,14	1,41	1,85	1,31	1,56	1,94
	+0,5	8,1	0,69	1,00	1,94	1,22	1,69	2,81	1,76	2,20	2,93	2,00	2,39	3,00
	+0,8	9,0	0,77	1,14	2,27	1,37	1,92	3,26	1,98	2,48	3,33	2,23	2,68	3,36
	+1,4	11,2	0,99	1,50	3,32	1,77	2,53	4,56	2,53	3,20	4,37	2,82	3,40	4,29
	+2	12,3	1,11	1,70	4,07	1,98	2,86	5,38	2,82	3,58	4,95	3,12	3,77	4,78
0,10	Pur	6,0	0,49	0,70	1,26	0,87	1,19	1,87	1,27	1,56	2,06	1,45	1,74	2,16
	+0,5	9,1	0,77	1,12	2,17	1,27	1,90	3,17	1,97	2,47	3,30	2,24	2,69	3,37
	+0,8	9,9	0,84	1,24	2,47	1,50	2,10	3,57	2,17	2,72	3,65	2,45	2,94	3,69
	+1,4	11,4	0,99	1,47	3,14	1,77	2,50	4,42	2,54	3,20	4,36	2,85	3,43	4,32
	+2	13,5	1,20	1,84	4,46	2,16	3,13	5,94	3,08	2,93	5,44	3,42	4,14	5,25
0,15	Pur	6,6	0,54	0,76	1,36	0,95	1,30	2,04	1,39	1,72	2,25	1,60	1,90	2,37
	+0,5	10,4	0,87	1,27	2,47	1,56	2,17	3,64	2,26	2,82	3,78	2,56	3,07	3,85
	+0,8	11,3	0,95	1,40	2,81	1,71	2,39	4,10	2,48	3,10	4,18	2,80	3,36	4,22
	+1,4	13,7	1,18	1,78	3,97	2,14	3,05	5,57	3,07	3,89	5,34	3,44	4,15	5,24
	+2	17,5	1,58	2,51	8,29	2,89	4,30	9,34	4,11	5,29	7,53	4,50	5,48	7,00
0,20	Pur	7,0	0,56	0,80	1,42	1,00	1,36	2,15	1,47	1,81	2,37	1,69	2,02	2,50
	+0,5	11,0	0,91	1,32	2,54	1,63	2,26	3,78	2,37	2,97	3,97	2,70	3,24	4,06
	+0,8	13,8	1,16	1,74	3,68	2,11	2,99	5,31	3,05	3,85	5,25	3,44	4,14	5,22
	+1,4	18,2	1,61	2,51	7,47	2,95	4,35	9,17	4,22	5,42	7,68	4,65	5,65	7,22
	+2	25,0	2,45	4,33	-	4,55	7,50	-	6,34	8,50	13,3	6,70	8,27	10,84

*) Méthylal : $[(OCH_3)_2CH_2]$

Note : Dans ce tableau V désigne V_0 en volts.

Résultats avec l'hélium

d (mm)	Hélium (+% M)*)	q_c (nC/m)	s (pour L = 5 mm) (mm)			s (pour L = 10 mm) (mm)			s (pour L = 20 mm) (mm)			s (pour L = 40 mm) (mm)		
			V=7000	V=5000	V=3000	V=8000	V=6000	V=4000	V=11000	V=9000	V=7000	V=19000	V=16000	V=13000
0,02	Pur	2,8	0,23	0,33	0,57	0,40	0,55	0,85	0,59	0,72	9,41	0,68	0,80	0,99
	+0,5	6,1	0,53	0,78	1,50	0,93	1,29	2,14	1,34	1,67	2,22	1,51	1,81	2,26
	+0,8	6,8	0,60	0,88	1,76	1,05	1,47	2,48	1,50	1,88	2,52	1,69	2,03	2,54
	+1,4	9,7	0,90	1,40	3,42	1,60	2,31	4,35	2,25	2,86	3,95	2,48	2,99	3,80
0,04	Pur	4,4	0,36	0,52	0,93	0,64	0,87	1,37	0,93	1,15	1,51	1,07	1,27	1,58
	+0,5	7,6	0,66	0,97	1,90	1,16	1,62	2,72	1,67	2,09	2,79	1,88	2,26	2,83
	+0,8	8,6	0,75	1,13	2,32	1,34	1,88	3,25	1,91	2,41	3,25	2,15	2,58	3,24
	+1,4	10,0	0,90	1,36	3,05	1,60	2,28	4,12	2,27	2,87	3,93	2,52	3,04	3,84
0,07	Pur	5,0	0,41	0,59	1,04	0,73	0,99	1,55	1,05	1,30	1,71	1,21	1,44	1,79
	+0,5	8,5	0,72	1,06	2,08	1,29	1,79	3,00	1,86	2,32	3,11	2,10	2,52	3,15
	+0,8	9,6	0,83	1,23	2,51	1,48	2,08	3,58	2,13	2,67	3,60	2,39	2,87	3,61
	+1,4	11,0	0,97	1,46	3,21	1,73	2,47	4,43	2,48	3,13	4,27	2,76	3,33	4,21
0,10	Pur	5,4	0,44	0,63	1,11	0,78	1,06	1,66	1,14	1,40	1,83	1,30	1,56	1,93
	+0,5	8,8	0,74	1,08	2,07	1,32	1,82	3,03	1,91	2,38	3,17	2,16	2,60	3,25
	+0,8	10,8	0,93	1,38	2,85	1,66	2,34	4,06	2,39	3,00	4,07	2,69	3,24	4,07
	+1,4	13,1	1,16	1,77	4,15	2,08	3,00	5,61	2,98	3,78	5,22	3,31	4,00	5,07
0,15	Pur	6,3	0,51	0,73	1,28	0,91	1,23	1,94	1,32	1,63	2,14	1,52	1,82	2,25
	+0,5	11,2	0,94	1,39	2,77	1,69	2,37	4,04	2,45	3,07	3,14	2,77	3,33	4,18
	+0,8	12,8	1,09	1,63	3,48	1,97	2,79	4,97	2,84	3,59	4,89	3,19	3,85	4,86
	+1,4	16,2	1,44	2,24	6,07	2,62	3,83	7,74	3,74	4,79	6,72	4,13	5,01	6,38
0,20	Pur	6,6	0,53	7,53	1,32	0,95	1,28	2,00	1,38	1,70	2,23	1,59	1,90	2,35
	+0,5	12,0	1,00	1,46	2,9	1,80	2,51	4,28	2,57	3,27	4,41	2,96	3,56	4,47
	+0,8	15,2	1,30	1,96	4,46	2,36	3,38	6,27	3,41	4,32	5,96	3,82	4,61	5,84
	+1,4	19,4	1,74	2,77		3,20	4,79	10,94	4,56	5,90	8,47	5,00	6,09	7,81

*) M = Méthylal : $[(OCH_3)_2CH_2]$

Note : Dans ce tableau V désigne V_0 en volts.

Résultats avec l'argon

d (mm)	Argon (+% M)*)	qc (nC/m)	s (pour L = 5 mm) (mm)			s (pour L = 10 mm) (mm)			s (pour L = 20 mm) (mm)			s (pour L = 40 mm) (mm)		
			V=7000	V=5000	V=3000	V=8000	V=6000	V=4000	V=11000	V=9000	V=7000	V=19000	V=16000	V=13000
0,02	Pur	5,0	0,42	0,62	1,14	0,75	1,03	1,66	1,08	1,34	1,77	1,22	1,46	1,82
	+0,5	6,1	0,53	0,75	1,50	0,93	1,29	2,14	1,33	1,67	2,22	1,51	1,81	2,26
	+0,8	6,5	0,57	0,84	1,64	1,00	1,39	2,33	1,43	1,79	2,39	1,61	1,93	2,42
	+1,4	7,1	0,63	0,93	1,88	1,10	1,55	2,64	1,58	1,98	2,66	1,77	2,13	2,67
0,04	Pur	5,5	0,46	0,67	1,22	0,82	1,12	1,79	1,18	1,46	1,92	1,34	1,60	2,00
	+0,5	6,4	0,54	0,79	1,49	0,96	1,33	2,16	1,38	1,72	2,29	1,57	1,88	2,35
	+0,8	6,8	0,58	0,85	1,62	1,03	1,42	2,34	1,48	1,84	2,45	1,67	2,01	2,51
	+1,4	8,4	0,73	1,09	2,23	1,30	1,83	3,14	1,87	2,34	3,15	2,09	2,52	3,16
0,07	Pur	5,9	0,49	0,70	1,27	0,87	1,18	1,88	1,26	1,55	2,05	1,43	1,71	2,13
	+0,5	8,3	0,71	1,03	2,01	1,26	1,74	2,91	1,81	2,26	3,02	2,05	2,46	3,07
	+0,8	9,4	0,81	1,20	2,43	1,44	2,03	3,47	2,08	2,60	3,51	2,34	2,81	3,53
	+1,4	10,5	0,92	1,38	2,94	1,64	2,32	4,10	2,35	2,96	4,02	2,63	3,17	3,99
0,10	Pur	7,0	0,58	0,83	1,52	1,03	1,41	2,26	1,49	1,85	2,44	1,70	2,04	2,54
	+0,5	8,8	0,74	1,08	2,07	1,32	1,83	3,03	1,91	2,38	3,17	2,16	2,60	3,25
	+0,8	10,7	0,92	1,36	2,80	1,64	2,31	4,00	2,37	2,97	4,02	2,66	3,20	4,03
	+1,4	12,2	1,07	1,61	3,57	1,91	2,73	4,95	2,75	3,47	4,75	3,07	3,70	4,67
0,15	Pur	9,2	0,76	1,10	2,07	1,36	1,88	3,08	1,98	2,46	3,27	2,25	2,70	3,37
	+0,5	11,9	1,01	1,49	3,06	1,81	2,55	4,43	2,62	3,29	4,46	2,96	3,56	4,47
	+0,8	12,5	1,06	1,59	3,33	1,92	2,71	4,78	2,77	3,49	4,74	3,11	3,75	4,72
	+1,4	15,0	1,32	2,01	4,88	2,38	3,44	6,59	3,42	4,35	6,03	3,80	4,59	5,83
0,20	Pur	9,9	0,81	1,17	2,19	1,45	2,00	3,28	2,12	2,64	3,50	2,42	2,90	3,62
	+0,5	13,4	1,13	1,67	3,49	2,04	2,88	5,06	2,96	3,72	5,06	3,33	4,01	5,05
	+0,8	15,5	1,33	2,01	4,66	2,42	3,47	6,50	3,50	4,43	6,12	3,90	4,71	5,97
	+1,4	17,1	1,50	2,30	6,00	2,72	3,98	7,93	3,92	5,01	7,01	4,34	5,26	6,70

*) M = Méthylal : $[(OCH_3)_2CH_2]$

Note : Dans ce tableau V désigne V_0 en volts.

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale